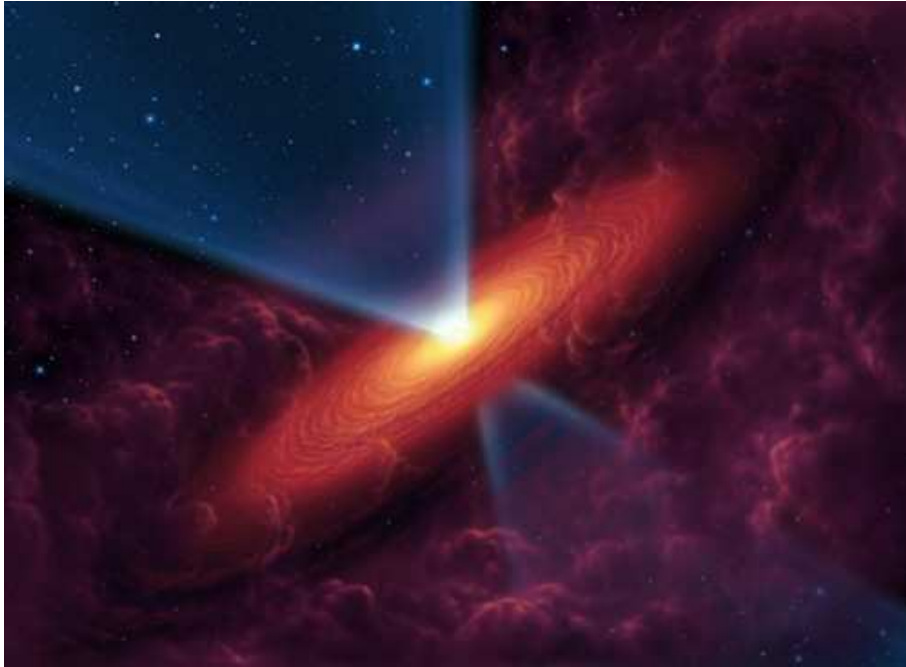


Diplomarbeit

Photophorese in zirkumstellaren Scheiben



FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT

Eingereicht von: Fabian Herrmann
geb. am: 26.7.1979 in München

1. Gutachter: Prof. Dr. Alexander Krivov
2. Gutachter: Prof. Dr. Ralph Neuhäuser

Tag der Verleihung des Diploms:

Erklärung

Ich erkläre, daß ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, 26.10.2006

Fabian Herrmann

If we have confidence in a law, then if something appears to be wrong it can suggest to us another phenomenon. If we had not known the Law of Gravitation, we would have taken much longer to find the speed of light, because we would not have known what to expect of Jupiter's satellites. This process has developed into an avalanche of discoveries, each new discovery permits the tools for much more discovery, and this is the beginning of the avalanche which has gone on now for 400 years in a continuous process, and we are still avalanching along at high speed.

Richard Feynman: *The Character of Physical Law*

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
1.1	Ziel der Arbeit	3
1.2	Verzeichnis der verwendeten Symbole	4
2	Astronomischer Hintergrund	8
2.1	Zirkumstellare Scheiben	8
2.2	Entwicklung protoplanetarer Scheiben	8
2.2.1	Materieeinfall	8
2.2.2	Innere dynamische Entwicklung	9
2.2.3	Chemische Entwicklung	9
2.2.4	Entfernung des Gases	10
2.3	Bildung größerer Festkörper in zirkumstellaren Scheiben	16
2.3.1	Sedimentation	16
2.3.2	Entstehung von Planetesimalen	18
2.4	Beobachtungen	21
2.4.1	HR 4796A	22
2.4.2	HD 141569A	23
2.4.3	Solarer Nebel - das Kyoto-Modell	24
2.5	Scheibenmodelle	25
2.5.1	Temperatur- und Dichteverlauf	25
3	Physikalischer Hintergrund	27
3.1	Kräfte in protoplanetaren Staubscheiben	27
3.1.1	Radiale Kräfte	27
3.1.2	Die Reibungskraft	31
3.2	Größenverhältnisse der resultierenden Beschleunigungen	33
3.2.1	Beschleunigungen als Funktionen des Körperradius	33
3.2.2	Reibungsbeschleunigung als Funktion der Zeit	36
4	Semianalytische Näherungslösung	39
4.1	Einführung	39
4.2	Hypothese	40
4.3	Berechnungsergebnisse - Hypothese wird bestätigt	41
4.3.1	Integration	41
4.3.2	Vergleich mit Hypothese	42
5	Numerische Integration der Bewegungsgleichung	45
5.1	Einführung	45
5.2	Simulation - Vergleich mit halbanalytischen Ergebnissen	45
6	Interpretation der Ergebnisse	48
6.1	Freiheitsgrade	48
6.2	Stabile Materieverteilung	48
6.2.1	Approximation durch Potenzfunktionen	48
6.2.2	Physikalische Interpretation	49

6.3	Entwicklung von Staubscheiben	51
6.3.1	Materiegürtel	51
6.3.2	Masseverteilung im Laufe der Zeit	52
6.4	Zeitskalen und Geschwindigkeiten	53
7	Diskussion	55
7.1	Zusammenfassung	55
7.2	Ergebnis-Übersicht	56
7.2.1	Stabilisierungsobergrenze	56
7.2.2	Größenbereich	56
7.2.3	Materiegürtel	56
7.2.4	Zeitskalen	56
7.3	Astronomische Schlussfolgerungen	57
7.3.1	Modelle der Planetenentstehung	57
7.3.2	Beobachtung	58
7.4	Vergleich mit anderen Arbeiten	59
7.4.1	Takeuchi und Artymowicz ([80])	59
7.4.2	Krauss und Wurm ([39])	59
7.5	Mögliche Weiterführung	60
7.5.1	Nichtschwarze Körper	60
7.5.2	Wechselwirkungen zwischen den Körpern	60
7.5.3	Nichtkugelförmige oder rotierende Körper	62
7.5.4	Weitere mögliche Verallgemeinerungen	64
7.6	Schlußbemerkung	65

Kapitel 1

Einführung

1.1 Ziel der Arbeit

Wenn sich ein interstellares Wolkenfragment zu einem Protostern zusammenzieht, bildet sich rings um den Kern eine flache Akkretionsscheibe aus Gas und Staub. Aus dieser kann ein Planetensystem entstehen - man vermutet, daß zunächst Staubeilchen zu Clustern zusammenklumpen, aus denen schrittweise immer größere Objekte aufgebaut werden. Dabei ist das Überleben von cm- bis metergroßen Körpern in den Materiescheiben ein bislang ungelöstes Problem: Auf Grund der Gasreibung müßten diese Objekte innerhalb kurzer Zeit (Größenordnung: $10^2 - 10^3$ yr) in den Stern stürzen, so daß ihnen keine Zeit bliebe, Objekte der nächsten Größenstufe (*Planetesimale*, Durchmesser im Kilometerbereich) zu erzeugen.

In dieser Diplomarbeit wird eine mögliche Lösung des Problems vorgestellt.

Ausgehend von dem Paper von Krauss und Wurm [39] sollen die Auswirkungen der photophoretischen Kraft auf die Dynamik und Entwicklung zirkumstellarer Staubscheiben untersucht werden.

Die photophoretische Kraft wirkt auf Festkörper, die einem Strahlungsgradienten ausgesetzt sind und sich in dünnem Gas befinden. Dadurch, daß die Strahlung eine Seite des Festkörpers stärker erhitzt als die andere, prallen auf den Körper auftreffende Gasmoleküle auf der beleuchteten Seite mit durchschnittlich höherer Geschwindigkeit zurück als auf der anderen. Ein Nettoimpulsübertrag findet statt - der Festkörper erfährt eine von der Strahlungsquelle weggerichtete Beschleunigung.

Es soll numerisch berechnet werden, wie die Photophorese die Bahnen der um den Stern umlaufenden Materiepartikel beeinflußt. Es wird sich zeigen, daß hier eine mögliche Lösung für das eingangs erwähnte Problem liegen könnte: Die Photophorese wird bei Körpern mit Durchmessern im cm- bis Meterbereich zur dominierenden Kraft und wirkt der durch die Gasreibung verursachten radialen Drift entgegen. Sie vermag die Bahnen der Körper zu stabilisieren.

1.2 Verzeichnis der verwendeten Symbole

In der vorliegenden Arbeit werden folgende Symbole verwendet:

- \mathbf{a}_G - Gravitationsbeschleunigung
- $\mathbf{a}_{G, \text{eff}}$ - effektive Gravitationsbeschleunigung
- \mathbf{a}_{ph} - photophoretische Beschleunigung
- \mathbf{a}_{rad} - Strahlungsdruck-Beschleunigung
- α - dimensionsloser Viskositätsparameter ($\nu = \alpha c_s h$).
- $A(r, r_{\text{out}}, \Delta r_{\text{out}})$ - Dichteabbruchfunktion
- $\mathcal{B} = \frac{0.5738}{\rho_d [\text{g cm}^{-3}]} \frac{L_*/L_\odot}{M_*/M_\odot}$
- $\beta = \mathcal{B} \times (s [\mu\text{m}])^{-1}$ - Verhältnis Strahlungsdruck/Gravitationskraft
- c - Lichtgeschwindigkeit
- c_d - spezifische Wärmekapazität
- c_s - Schallgeschwindigkeit
- $C_{\text{out}} = \Delta r_{\text{out}} \times (\Omega_K/c_s)_{r_{\text{out}}}$
- d - Abstand zu externem Stern
- Δv - Differenz Partikelgeschwindigkeit - Gasgeschwindigkeit
- $\mathcal{E} = -(q - \frac{1}{2}) 1.102 \times 10^{-3} \left(\frac{\nu_q}{2.34}\right)^{-1} \left(\frac{L_*}{L_\odot}\right)^{1/4} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{-1}$
- ϵ - Emissivität
- $\eta = \mathcal{E} \times (r [\text{AU}])^{1/2}$ - Verhältnis Druckgradientenkraft/Gravitationskraft
- f - Frequenz
- \mathbf{F}_G - Gravitationskraft
- $\mathbf{F}_{G, \text{eff}}$ - effektive Gravitationskraft
- \mathbf{F}_{ph} - photophoretische Kraft
- \mathbf{F}_{rad} - Strahlungsdruck
- Φ_1 - Photonenleuchtkraft
- G - Gravitationskonstante
- $\Gamma = 1.4$ - Adiabatenexponent
- h - Skalenhöhe (der Gasscheibe)
- I - Intensität
- J - Massenträgheitsmoment
- J_1 - Asymmetrieparameter
- k - Boltzmannkonstante
- $k_{\text{th}} = 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ - Wärmeleitzahl

- L - Drehimpuls
- L_{\odot}, L_{\star} - Sonnen-, Sternleuchtkraft
- M_d - Scheibenmasse
- m_d - Masse eines einzelnen Staubpartikels
- M_{eff} - Effektive Sternmasse
- μ_g - Molekülmasse in Einheiten m_H
- m_H - Masse des Wasserstoffatoms
- M_{min} - Masse des MMSN
- M_{\odot}, M_{\star} - Sonnen-, Sternmasse
- \dot{M}_{ph} - Massenverlust durch Photoevaporation
- \dot{M}_W - Massenverlust (des Sterns) durch Sternwind
- \dot{M}_{WS} - Massenverlust (der Scheibe) durch *Wind Stripping*
- $n(r, z)$ - Wasserstoffionendichte
- N_D - Säulengasdichte
- n_{\star} - Sterndichte
- ν - Viskositätsparameter
- ω - Kreisfrequenz
- P - Porosität
- p - Druck
- $P_{1/2}$ - Zeitdauer für halbe Umdrehung
- P_{heat} - Zeitdauer, die Wärmeleitung benötigt, um stabilen Temperaturgradienten herzustellen
- P_K - Keplerperiode
- Q - Verhältnis Gasreibungsbeschleunigung / photophoretische Beschleunigung
- q - Exponent der Gasdichtefunktion
- r - Abstand zum Stern
- r_g - Abstand, bis zu dem die Scheibe im Fall *starken Sternwindes* nicht ihre volle Skalenhöhe erreichen kann
- r_{stab} - Radius der stabilen Kreisbahn
- r_{krit} - Evaporationsgrenze (bei kleineren Sternabständen verdampfen Partikel)
- ρ_{dust} - Massendichte der Staubkomponente
- $\rho_d = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ - Massendichte eines einzelnen Staubteilchens
- ρ_g - Massendichte der Gaskomponente
- r_{out} - Radius der Gasscheibe
- s - Partikelradius

- Σ_{dust} - Flächenmassendichte der Staubkomponente
- Σ_{g} - Flächenmassendichte der Gaskomponente
- Σ_{N} - Flächenanzahldichte der Staubkomponente
- σ - Stefan-Boltzmann-Konstante
- T - Temperatur
- $t_{\text{c}}(\text{evap})$ - Zeitskale der Nebeldispersion durch Photoevaporation durch den Zentralstern
- $t_{\text{E}}(\text{evap})$ - wie $t_{\text{c}}(\text{evap})$, aber durch externen Stern
- t_{ν} - Zeitskale der Nebeldispersion durch Viskosität
- t_{s} - Stopzeit
- T_{S} - dimensionslose Stopzeit ($T_{\text{S}} = t_{\text{s}}\Omega_{\text{K}}$)
- T_{SS} - Epstein-Stopzeitparameter
- t_{SE} - Zeitskale der Nebeldispersion durch Sternbegegnungen
- t_{WS} - Zeitskale der Nebeldispersion durch *Wind stripping* mit konstanter Massenverlustrate.
- t'_{WS} - wie t_{WS} mit zeitlich abnehmender Massenverlustrate für $t < 10^7 \text{ yrs}$
- \mathbf{v} - Geschwindigkeit
- v_{esc} - Fluchtgeschwindigkeit
- \mathbf{v}_{g} - Gasgeschwindigkeit
- v_{K} - Keplergeschwindigkeit
- $v_{\text{K, eff}}$ - effektive Keplergeschwindigkeit
- v_{r} - Radialgeschwindigkeit
- $v_{\text{T}} \approx c_{\text{s}}$ - thermische Geschwindigkeit
- v_{θ} - azimuthale Geschwindigkeit
- v_{z} - Geschwindigkeit senkrecht zur Scheibe
- W_{rot} - Rotationsenergie
- W_{therm} - thermische Energie
- $x = (r_{\text{out}} - r)/\Delta r_{\text{out}}$
- $\chi = \left\{ \frac{\mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{wl}}) \times [r \text{ AU}]^q}{\mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) \times [r \text{ AU}]^{q+3/2} [s \mu\text{m}]^{-1}} \right\}$ Verhältnis photophoretische Kraft / Gravitationskraft
- $\Upsilon_{\text{wl}} = k_{\text{th}} T$
- $\Upsilon_{\text{rad}} = 4\sigma T^4 \epsilon s$
- $\Upsilon_{\text{gas}} = p \sqrt{2kT/\pi\mu_{\text{g}}m_{\text{H}}} s$
- $\mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{wl}}) = 1.02 \times 10^{-8} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right) \left(\frac{\nu_{\text{g}}}{2.34} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_{\text{d}}}{1000 \text{ kg m}^{-3}} \right)^{-1} \rho_0$
- $\mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) = 2.074 \times 10^{10} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{\nu_{\text{g}}}{2.34} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_{\text{d}}}{1000 \text{ kg m}^{-3}} \right)^{-1} \rho_0$

*Das Formelzeichen \log steht immer für den dekadischen, \ln für den natürlichen Logarithmus.
SN steht für 'Solar Nebula', MMSN für 'Minimum Mass Solar Nebula'*

Quelle des Titelbildes: www.astroarts.co.jp

Kapitel 2

Astronomischer Hintergrund

Scheibenförmige Strukturen finden sich im Universum auf allen Größenskalen: Von Ringsystemen um Gasriesen deren Durchmesser bei einigen 10^5 km liegen, über zirkumstellare Scheiben, Planetensysteme und Asteroidengürtel mit typischen Ausdehnungen von 100 AU (ca. 15 Milliarden km) bis hin zu flachen Spiral- und Linsengalaxien mit Durchmessern in der Größenordnung von 30 Kiloparsec (knapp 10^{18} km). Der Mechanismus, der diskusartige Gebilde hervorbringt, ist offensichtlich universeller Natur - es handelt sich um die Erhaltung des Drehimpulses. In dieser Arbeit wollen wir uns auf den Spezialfall der zirkumstellaren Scheiben konzentrieren. Wir untersuchen, wie die Verteilung der Staubkomponente in ihnen durch die photophoretische Kraft beeinflusst wird. Zuvor soll jedoch ein Überblick über die Physik der Scheiben gegeben werden.

2.1 Zirkumstellare Scheiben

Materiescheiben um Sterne kommen in allen stellaren Entwicklungsphasen vor: bei Vorhauptreihensternen, Hauptreihensternen, Riesensternen und weißen Zwergen. Während bei den gealterten Objekten noch kaum bekannt ist, wie es zur Ausbildung von zirkumstellaren Strukturen kommt, verfügen wir über recht gute theoretische Ansätze, die erklären, warum Vorhauptreihenobjekte und junge Hauptreihensterne in vielen Fällen von Scheibenstrukturen umgeben sind. Allerdings sind noch zahlreiche Details der dynamischen Entwicklung unklar (insbes. die Bedeutung von Turbulenzphänomenen). In den folgenden Abschnitten verschaffen wir uns zunächst einen Überblick über die wichtigsten in den Scheiben ablaufenden physikalischen Prozesse. Dann werden wir auf Beobachtungen eingehen und uns besonders auf zwei sehr junge Hauptreihensterne konzentrieren, deren Scheiben - zusammen mit dem solaren Nebel, aus dem unser Planetensystem hervorgegangen ist - als 'Modellumgebungen' für unser Problem dienen sollen.

2.2 Entwicklung protoplanetarer Scheiben

2.2.1 Materieeinfall

Ursprünglich umlaufen Gas und Staub den Protostern auf Keplerbahnen, d.h. sie umkreisen ihn, können ihn aber auf Grund der Zentrifugalkraft nicht erreichen. Bewegen sie sich jedoch auf die Äquatorialebene des Systems zu, treffen sie dabei auf Materie, die ihnen aus der anderen Richtung entgegen kommt. Dadurch werden Bewegungskomponenten senkrecht zu Äquatorialebene allmählich gedämpft, die entsprechende kinetische Energie verwandelt sich in Wärme, wodurch die Scheibe aufgeheizt wird. Fällt Gas aus dem Unendlichen auf eine Kreisbahn mit Radius r , wird nach dem Virialtheorem die Hälfte der Gravitationsenergie in kinetische Bahnenergie verwandelt, die andere Hälfte muß als Wärme abgeführt werden (oder in irgendeiner anderen Form, damit die Materie auf der Kreisbahn bleibt und nicht zurück ins Unendliche fliegt):

$$\frac{W_{\text{therm}}}{M_{\text{gas}}} = \frac{GM_{\star}}{2r} = \frac{v_K^2}{2} \quad (2.1)$$

wobei v_K die Keplergeschwindigkeit, G die Gravitationskonstante und M_\star die Sternmasse ist. Ohne Abstrahlung würde die Temperatur in reinem Wasserstoffgas bis auf 10^4 K ansteigen. In Wirklichkeit ist die Zeitskala für radiative Abkühlung wesentlich kürzer als die für die Aufheizung benötigte Zeit, die Temperaturen bleiben daher niedriger.

Gas, das auf die Äquatorialebene des Systems zustürzt, erreicht Überschallgeschwindigkeit. Beim Eintritt in die Scheibe entsteht eine Schockfront. Welche Temperatur erreicht wird, hängt von der genauen Struktur des Schocks ab. Sie liegt wahrscheinlich bei einem Sternabstand von 1 AU bei 1500 K, und bei einem Sternabstand von 10 AU bei 100 K.

Gleichgewicht wird erreicht, wenn alle Kräfte sich die Waage halten: Gravitationskraft und Zentripetalkraft in radialer Richtung, sowie Gravitation und Druckgradient in senkrechter (bezügl. der Scheibenebene). Später werden wir noch weitere Kräfte (Photophorese, Gasreibung, Strahlungsdruck) in die Gleichgewichtsbedingung miteinbeziehen.

2.2.2 Innere dynamische Entwicklung

Struktur und Entwicklung der Scheibe werden vor allem von zwei Faktoren beeinflusst: Drehimpulstransport und Wärmetransport. Drehimpuls und Masse können auf drei verschiedene Weisen transportiert werden.

1. Magnetische Drehmomente. Magnetische Feldlinien des Sterns koppeln das Scheibenmaterial an seine Eigenrotation, sofern es ausreichend ionisiert ist, was in den inneren Teilen der Scheibe meist der Fall ist. Drehmoment kann dadurch nach außen transportiert werden (vom Stern in die Scheibe), allerdings nur bis zu einem gewissen Abstand, da weiter außen die Ionisierung zu gering und das Magnetfeld zu schwach ist. Protoplanetare Scheiben reichen nicht bis zur Sternoberfläche herunter. Stattdessen transportieren in der Nähe der *Korotationszone* (dort sind Keplerische Umlaufgeschwindigkeit und Eigenrotationsgeschwindigkeit des Sterns identisch) magnetische Wechselwirkungen zwischen Stern und Scheibe das Scheibengas teils auf die Sternoberfläche, teils schleudern sie es in Form bipolarer Ausflüsse fort, wobei es eine beträchtliche Menge an Drehimpuls mit sich nimmt. Dieser Drehimpulsverlust ermöglicht es den Protosternen überhaupt erst, längerfristig zu existieren, da sie ohne ihn von der Zentrifugalkraft zerrissen werden würden.

2. Gravitative Drehmomente. Störungen in der zirkumstellaren Scheibe - die zum Beispiel durch sich bildende Planeten oder stellare Begleiter hervorgerufen werden können - verursachen spiralförmige Dichtewellen, die Masse und Drehimpuls solange nach außen transportieren, bis wieder ein stabiler Zustand erreicht ist. Dies beschränkt die Masse der Scheibe auf einen Wert im Bereich der Sternmasse (meistens sogar auf $\leq \frac{1}{3}M_\star$). Interessanterweise wurde das gleiche Phänomen auf wesentlich kleinerer Skala in den Saturnringen beobachtet.

3. Viskose Drehmomente. Sie entstehen durch Turbulenz. Die größten Wirbel haben die Dimensionen der Scheibe. Die in ihnen enthaltene Energie pflanzt sich nach unten zu immer kleineren Wirbelstrukturen hin fort, bis hinunter zu molekularer Viskosität (siehe [89], Abschn. II A). Einer anderen Turbulenztheorie zufolge ist die Viskosität letztlich magnetohydrodynamischen Ursprungs, während die molekulare Viskosität keine Rolle spielt, da die Moleküle sich zu selten begegnen. Der Gesamteffekt läuft darauf hinaus, daß die Materie größtenteils zum Stern hin diffundiert, Drehimpuls nach außen transportiert, und die Scheibe als Ganzes breiter wird.

2.2.3 Chemische Entwicklung

Die chemische Zusammensetzung der Scheibe bestimmt, welche Rohstoffe für die Bildung von Planetesimalen zur Verfügung stehen. Während sich die *Elementzusammensetzung* der Scheibenmaterie direkt aus der der Sterne ablesen läßt, ist nicht ohne weiteres klar, welche *Verbindungen* die Elemente in der Scheibe eingehen. Kenntnis der chemischen Entwicklung des Materials ist jedoch notwendig, wenn verstanden werden soll, wie sich aus Gas und Staub größere Festkörper (Planetesimale und aus diesen Planeten) bilden.

Welche Verbindungen sich in der Scheibe bilden können, hängt vor allem vom Verhältnis der typischen Reaktionsdauer zur Abkühlungszeit der Scheibe ab. Dieses ist stark temperaturabhängig. Protoplanetare Scheiben lassen sich daher in verschiedene chemische Zonen gliedern, die bestimmten Temperaturbereichen entsprechen.

Bei $T > 2000$ K befinden sich alle chemischen Prozesse im Gleichgewicht, da sie wesentlich schneller ablaufen als die Abkühlung der Scheibe. Dies ist in unmittelbarer Nähe des Protosterns der Fall. Hier befinden sich alle Substanzen in der Gasphase, einfallendes Material verdampft vollständig.

Sind die Reaktionszeiten größenordnungsmäßig vergleichbar mit der Abkühlungszeit, wird die Chemie komplizierter. Die Temperatur, bei der dies geschieht, nennt man *Freeze-out-Temperatur*. Sie ist unterschiedlich für verschiedene Substanzen. Für $T > 300$ K ist Kohlenstoff am stabilsten als CO, bei niedrigeren Temperaturen als CH_4 . Stickstoff ist bei über 700 K am stabilsten als N_2 , bei niedrigeren Temperaturen als NH_3 . Daher sollten in einer protoplanetaren Scheibe, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, CO und N_2 den warmen inneren Bereich, CH_4 und NH_3 den kühleren äußeren dominieren - sofern genügend Zeit vorhanden ist, daß sich chemisches Gleichgewicht einstellen kann. Die Tatsache, daß N_2 und CO in den Eiskrusten von Pluto und Triton existieren, zeigt, daß dies im äußeren Bereich des solaren Nebels nicht der Fall war.

Mit sinkender Temperatur kondensieren nacheinander unterschiedliche Elemente aus der Gasphase und bilden anwachsende Festkörperpartikel. Die mineralogischen Details würden den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Anhand des Aufbaus unseres eigenen Planetensystems kann man sich jedoch sofort eine zentrale Grundtatsache klarmachen: Bei höheren Temperaturen resublimieren zuerst schwerflüchtige (metallische) Elemente, leichtflüchtige Gase können erst bei wesentlich kälteren Temperaturen (d.h. in größerer Entfernung vom Stern) Kristalle bilden. Als '*Vakuum-Eisgrenze*' bezeichnet man hierbei die Grenze, jenseits derer Wasser in fester Form existieren kann. Sie liegt bei 200 K. Bei etwas niedrigeren Temperaturen verfestigen sich auch Ammoniak und Methan in Form von Hydraten und Clathraten. Bei unter 40 K bilden sich reines Methan- und Argoneis. Kohlenmonoxid und molekularer Stickstoff bilden Clathrate mit Wassereis bei unter 60 K. Bei Temperaturen < 25 K entstehen reines CO- und N_2 -Eis.

In den kalten Außenregionen protoplanetarer Scheiben kann sich (s. o.) kein chemisches Gleichgewicht einstellen, weil die Reaktionen zu langsam ablaufen (vermutlich benötigen sie sogar länger als die Lebensdauer der Scheibe). Wahrscheinlich läuft hier die Chemie unter Einbeziehung interstellarer Komponenten ab. Das in kometaren Eisen gefundene NH_3 könnte interstellaren Ursprungs sein.

Aber auch in weiter innen liegenden Regionen des Sonnensystems, von denen man annimmt, das in ihnen die 'protoplanetare Chemie' im wesentlichen als Gleichgewichtschemie ablief, findet man komplexe Verbindungen, die für Nichtgleichgewichtsreaktionen typisch sind. Dies zeigt, daß die benutzten Modelle auf zu stark vereinfachenden Annahmen beruhen.

2.2.4 Entfernung des Gases

Unser heutiges Planetensystem ist im wesentlichen gasfrei. Ein Teil der Materie wurde sicherlich bei der Entstehung der Riesenplaneten verbraucht. Aber selbst wenn der ursprüngliche Solare Nebel nur die zur Erzeugung der Planeten nötige Minimalmasse aufwies (*Minimum Mass Solar Nebula* - *MMSN*), müssen noch weitere, effizientere Mechanismen am Werk gewesen sein, die zur Auflösung des Nebels beigetragen haben. In den Elementzusammensetzungen der Planeten sind Wasserstoff und Helium im Vergleich mit dem interstellaren Medium stark unterrepräsentiert - sie müssen daher irgendwie entfernt worden sein. Auch ist es sehr wahrscheinlich, daß der Solare Nebel wesentlich massereicher war als der MMSN. Falls der Nebel nur über minimale Masse verfügte ($M_d = M_{\min} \sim 0.013 M_{\odot}$ - siehe [26]), wäre die Zeitskala für die Bildung von Jupiter $\sim 10^8$ yr, und für die Bildung von Neptun $\sim 10^{11}$ yr (!) gewesen (siehe [57]) - in letzterem Fall fast 10 mal das akzeptierte Alter des Universums. Auch die Existenz des Asteroidengürtels ist mit minimaler Solarnebelmasse schwer zu erklären. Lissauer ([48], [49]) schlug vor, die Masse des Solaren Nebels

5- bis 10-fach zu erhöhen, da dies die Bildungszeiten der Gasriesen auf $\sim 10^6 - 10^8$ yr absenken könnte. Die Kerne würden sich dann innerhalb von $\sim 3 \times 10^6 (r/10 \text{ AU})^{3/2}$ yr und die Gashüllen in $\geq 10^6 - 10^7$ yr bilden.

Die Entstehung der Planeten ist also für die Auflösung des Nebels von untergeordneter Bedeutung.

Es existieren vier Grundprozesse, die einen zirkumstellaren Nebel auflösen können (siehe Hollenbach et al. in [30]):

- Akkretion auf den Stern.
- Begegnungen mit anderen Sternen.
- Stern- und Scheibenwinde.
- Photoevaporation des Gases.

Abb. 2.1 zeigt die Zeitskalen der verschiedenen Prozesse als Funktion des Abstandes zum Zentralstern. Wir diskutieren nun kurz die physikalischen Hintergründe der einzelnen Prozesse und wie sich die Zeitskalen eingrenzen lassen.

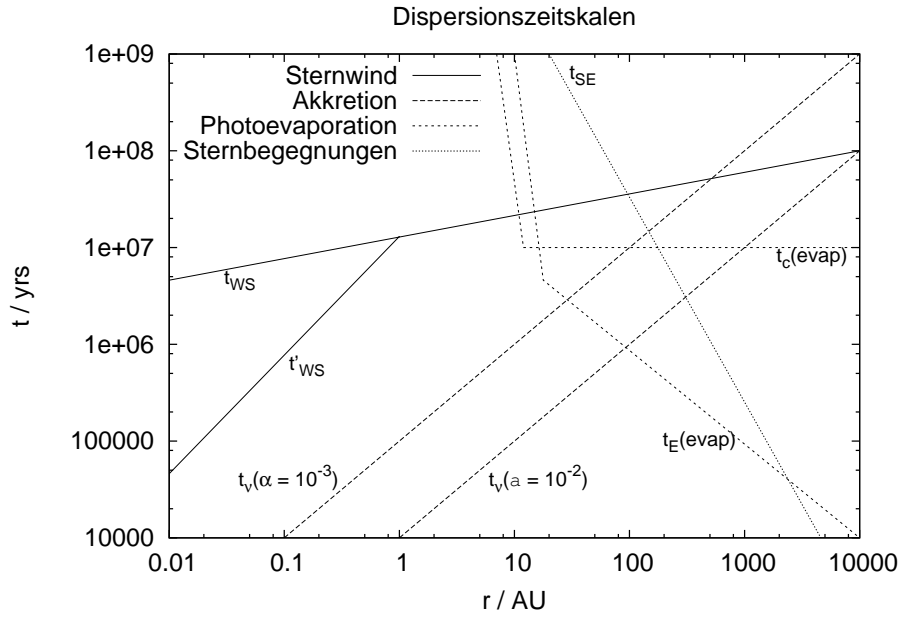


Abbildung 2.1: Zeitskalen der verschiedenen Scheiben-Auflösungsprozesse: t_{WS} - *Wind stripping* mit konstanter Massenverlustrate; t'_{WS} - *Wind stripping* mit zeitlich abnehmender Verlustrate für $t < 10^7$ yrs; $t_c(\text{evap})$ - Photoevaporation durch Zentralstern; $t_E(\text{evap})$ - Photoevaporation durch externen Stern; t_{SE} - Sternbegegnungen; $t_{\nu}(\alpha = 10^{-3}, 10^{-2})$ - Akkretion mit Viskosität $\nu = \alpha c_s h$.

Akkretion

Damit Akkretion erfolgen kann, muß Drehimpuls nach außen transportiert werden - siehe Abschn. 2.2.2. Die verschiedenen Transportmechanismen werden oft zu einem einzigen Viskositätsparameter ν zusammengefaßt, der wie folgt parametrisiert werden kann (siehe [63], [73]):

$$\nu = \alpha c_s h \quad (2.2)$$

mit der Schallgeschwindigkeit $c_s = \sqrt{kT/m_H}$ und der Skalenhöhe $h = r c_s / \sqrt{GM_{\star}/r}$. Aus $T \propto r^{-1/2}$ und $t_{\nu} \approx r^2/\nu$ folgt:

$$\frac{t_\nu}{1 \text{ yr}} = 10^5 \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{-1} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right) \quad (2.3)$$

In Abb. 2.1 ist t_ν für $\alpha = 10^{-3}$ und $\alpha = 10^{-2}$ aufgetragen (Werte nach Hartmann et al. [23]). Unter der Annahme, daß die Scheibenmaterie am äußeren Rand bei einem Radius r_d konzentriert und der Gesamtdrehimpuls erhalten ist, ergibt sich $r_d(t) \propto M_d(t)^{-2}$. Die Scheibe dehnt sich also während der Akkretion auf den Zentralstern aus, wodurch die Materie in weiter außen liegende Bereiche gelangt, wo die Viskositätszeitskala größer ist. *Viskose Akkretion kann also nur zur Auflösung des inneren Bereichs der Scheibe merklich beitragen.* Weiter außen ist sie unbedeutend. Mit einer anfänglichen Scheibenmasse von $M_{d0} = 0.1 M_\odot$ und $t_{\nu0} = t_\nu(t=0)$ ergibt sich die Massenverlustrate für $t > t_{\nu0}$ zu:

$$\frac{\dot{M}_\nu}{1 M_\odot \text{ yr}^{-1}} \approx 5 \times 10^{-7} \left(\frac{\alpha}{0.01} \right) \left(\frac{r_{d0}}{10 \text{ AU}} \right) \left(\frac{t}{t_{\nu0}} \right)^{-3/2} \quad (2.4)$$

Sternbegegnungen

Die Auswirkungen, die Begegnungen mit nahen Fixsternen auf zirkumstellare Scheiben haben, wurden von Clarke und Pringle ([13]), Heller ([27]), Hall et al. ([22]), Larwood ([45]) sowie Bonnell und Kroupa ([9]) diskutiert. Bei einem einzelnen Ereignis wird die Scheibe (mitsamt eventueller Planeten) auf $\frac{1}{3}$ des Impaktparameters r_p reduziert. Daraus läßt sich die Zeitskala t_{SE} , die benötigt wird, um die Scheibe auf r_d zu verkleinern, abschätzen zu:

$$t_{\text{SE}} \approx \frac{1}{n_\star \phi v} \quad (2.5)$$

mit dem Streuquerschnitt $\phi \approx \pi(3r_d)^2$, der Sterndichte n_\star und der Geschwindigkeitstreuung v . Dies läßt sich schreiben als:

$$\frac{t_{\text{SE}}}{1 \text{ yr}} = 2 \times 10^7 \left(\frac{n_\star}{10^4 \text{ pc}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{v}{1 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{r_d}{100 \text{ AU}} \right)^{-2} \quad (2.6)$$

In Abb. 2.1 ist die Zeitskala für Scheibenauflösung durch Sternbegegnungen t_{SE} für trapezhautenartige Bedingungen (Sterndichte $n_\star = 10^4 \text{ pc}^{-3}$, Geschwindigkeitsstreuung $v = 1 \text{ km s}^{-1}$) als Funktion des Abstands vom Zentralstern r dargestellt.

Winde

Man unterscheidet Scheiben- und Sternwinde. Erstere entstehen während der Akkretionsphase. Das einstürzende (ionisierte) Material wird teilweise vom rotierenden Magnetfeld des Sterns erfaßt und in Form bipolar kollimierter Bündel fortgeschleudert. Die resultierende Massenverlustrate läßt sich abschätzen zu $\dot{M}_w \sim 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (für $t \sim 10^6 \text{ yr}$) bzw. $10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (für $t \sim 10^7 \text{ yr}$). Sie entspricht ca. 0.3 - 0.5 mal der Akkretionsrate auf den Protostern (siehe [75], [38], [59], [60]). Die Windgeschwindigkeiten liegen bei 100 - 200 km s^{-1} .

Die Sternwinde hingegen werden von der magnetischen Aktivität der Chromosphäre hervorgerufen. Sie sind sphärisch symmetrisch und setzen ein, nachdem die Akkretion zum Erliegen gekommen ist. Zu Beginn der stellaren Entwicklung ($\sim 10^7 \text{ yrs}$) sind sie wahrscheinlich wesentlich intensiver als heute ($\dot{M}_w \sim 10^{-14} M_\odot \text{ yr}^{-1}$).

Um eine obere Grenze für die Nebeldispersion zu erhalten, gehen wir hier von sphärisch symmetrischen Winden aus (d.h. wir ignorieren die Kollimation).

Bei der Herleitung nehmen wir an, daß sich in einer Höhe $z_s(r)$ ober- und unterhalb der Scheibe eine Durchmischungszone ausbildet, in die das Gas mit einer Geschwindigkeit λc_s hineinströmt, wobei $\lambda < 1$ gelten muß. Es wurde von Canto und Raga ([10]) abgeschätzt zu $\lambda \approx 0.01 - 0.1$. Hieraus ergibt sich die Massenverlustrate:

$$\dot{M}_{\text{WS}} = 2 \int r_{\star} r_{\text{d}} \lambda \rho_{\text{g}}(r, z_{\text{s}}) c_{\text{s}} 2\pi r \, dr \quad (2.7)$$

Und die maximale Verlustrate:

$$\dot{M}_{\text{WS}} \approx 4 \times 10^{-2} \dot{M}_{\text{W}} \left(\frac{v_{\text{W}}}{100 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{\lambda \langle (\sin \theta)^2 \rangle}{10^{-4}} \right) \left(\frac{T(r_{\text{d}})}{100 \text{ K}} \right)^{-1/2} \quad (2.8)$$

wobei θ der Winkel zwischen dem auftreffenden Teilchenstrom und der Oberfläche der Durchmischungsschicht ist. $\langle (\sin \theta)^2 \rangle$ ist der integralgemittelte Wert von $(\sin \theta)^2$. Die Zeitskala ergibt sich zu:

$$\frac{t_{\text{WS}}}{1 \text{ yr}} \approx 10^7 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{1/4} \left(\frac{\lambda \langle (\sin \theta)^2 \rangle}{10^{-4}} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\text{d}}}{M_{\text{min}}} \right) v_{\text{w5}}^{-1} \dot{M}_{\text{w-8}}^{-1} \quad (2.9)$$

Es sind: $v_{\text{w5}} = v_{\text{W}}/100 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{M}_{\text{w-8}}^{-1} = \dot{M}_{\text{W}}/10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Numerisch ergibt sich $\langle (\sin \theta)^2 \rangle = 10^{-3}$ für eine Referenzmodell mit $\dot{M}_{\text{w-8}} = 1$, $v_{\text{w5}} = 1$ und $M_{\text{d}} = M_{\text{min}}$, wobei M_{min} die Masse des Minimalmassen-Solarnebels (MMSN) ist.

In Abb. 2.1 sind für $\lambda (\sin \theta)^2 = 10^{-4}$ die Windzeitskalen t_{WS} (mit Massenverlustrate $\dot{M}_{\text{W}} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} = \text{const}$) und t'_{WS} (mit $\dot{M}_{\text{W}} = 10^{-6} (10^5 \text{ yr}/t) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ für $t < 10^7 \text{ yr}$) aufgetragen.

Wie man aus Abb. 2.1 entnehmen kann, sind Winde nicht in der Lage, den zirkumstellaren Nebel effizient aufzulösen, solange dieser hinreichend flach ist ($\lambda \langle (\sin \theta)^2 \rangle \leq 10^{-4}$). Dieser Befund wird durch numerische Rechnungen von Richling und Yorke ([65]) gestützt. Auch ist der Effekt vermutlich noch schwächer als nach der oben skizzierten Abschätzung, da die Winde rasch kollimiert werden. Daher ist es wahrscheinlich, daß ihr Beitrag weniger bedeutend ist als der von Akkretion und Photoevaporation.

Photoevaporation durch den Zentralstern

Photoevaporation von zirkumstellaren Scheiben wurde zunächst vor allem als lebensverlängernder Mechanismus für ultrakompakte HII-Regionen (UCHII) in Betracht gezogen ([29]). Da diese, wie aus stellarstatistischen Überlegungen hervorgeht, rund $10^{5.5} \text{ yrs}$ überleben, was zwei Größenordnungen länger als ihre dynamische Zeitskala ist, muß irgendein Prozess existieren, der ihren Gasvorrat ständig erneuert: die Erosion zirkumstellarer Scheiben eingebetteter Sterne. Yorke und Welz führten die ersten numerischen Untersuchungen hierzu durch ([93], [94]), später folgten realistischere Simulationen, die auch die Effekte der UV-Streuung an Staub ([65]) und die Photoevaporation der Scheiben von Begleitern in Mehrfachsystemen miteinbezogen ([66], [67]).

Photoevaporation tritt auf, wenn die Gasteilchen (Atome oder Ionen) mittlere thermische Geschwindigkeiten aufweisen, die mit der Fluchtgeschwindigkeit vergleichbar sind. Photoionisation durch Lymankontinuumsstrahlung (Extremes Ultraviolett EUV, $h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$, kann H ionisieren) heizt das Gas an der Oberfläche der Scheibe auf 10^4 K auf, wodurch über ihr eine ionisierte Korona entsteht. Jenseits einer Sternentfernung von $r_{\text{g}} \approx GM_{\star}/c_{\text{s}}^2 \approx 10 \text{ AU} (M_{\star}/M_{\odot})$ können die Gasteilchen aus der Potentialmulde des Sterns entkommen und strömen als thermischer Scheibenwind ab. Massereiche Sterne strahlen stark im UV-Bereich, weshalb sie ihre äußeren Scheiben rasch photoevaporieren, jedoch auch massenärmere erzeugen genügend Lyman-Kontinuumsstrahlung, um einen gewissen Photoevaporationswind hervorzurufen. Aber auch massereiche Nachbarsterne können durch ihre EUV und FUV-Strahlung (Fernes Ultraviolett, $6 \text{ eV} \leq h\nu \leq 13.6 \text{ eV}$, kann H_2 und CO dissoziieren und C ionisieren) die Scheiben von masseärmeren Sternen evaporieren.

Bezüglich der Photoevaporation durch den Zentralstern können zwei Fälle unterschieden werden: *Schwacher Sternwind* und *starker Sternwind*. Starker Sternwind bedeutet, daß der durch den Wind ausgeübte Druck $\rho_{\text{W}} v_{\text{W}}^2$ so stark ist, daß die Gasscheibe bis zu einem Radius $r_{\text{W}} > r_{\text{g}}$ nicht ihre volle Skalenhöhe erreichen kann.

Im Fall *schwachen Windes* existiert die Gasscheibe relativ ungestört bis zu einem Sternabstand von r_g . Ober- und unterhalb von ihr erzeugt die EUV-Strahlung eine Schicht aus Wasserstoffionen, in der die Strahlung teilweise gestreut wird. Weiter außen strömt das Gas mit einer Geschwindigkeit $v \sim c_s \approx 10 \text{ km s}^{-1}$ ab. Die Massenverlustrate berechnet sich aus:

$$\dot{M}_{\text{ph}} = 2 m_H c_s \int_{r_g}^{\infty} 2\pi n_0(r) r dr \quad (2.10)$$

wobei $n(r, z) = n_0(r) \exp(-z^2/h^2)$ die Wasserstoffionendichte und $h(r) = r^{3/2}/r_g^{1/2}$ die Skalenhöhe ist. Hollenbach et al. ([29]) fanden analytische Lösungen für $n_0(r)$: $n_0 \propto r^{-3/2}$ für $r < r_g$, $n_0 \propto r^\gamma$ mit $\gamma \geq 5/2$ für $r > r_g$. Daher findet der stärkste Massenverlust direkt außerhalb r_g statt. Hieraus ergibt sich:

$$\frac{\dot{M}_{\text{ph}}}{1 M_\odot \text{ yr}^{-1}} = 4 \times 10^{-1} \left(\frac{\Phi_i}{10^{41} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{1/2} \quad (2.11)$$

Φ_i ist die Photonenleuchtkraft des Sterns, $\Phi_i \sim 10^{41} \text{ s}^{-1}$ eine grobe Schätzung für einen jungen (Alter $< 10^7 \text{ yrs}$) sonnenartigen Stern. Man bemerke, daß die Form der Scheibe ($h(r)$) nicht in die Berechnungen eingeht, da die Evaporation im Wesentlichen von dem diffusen, durch Streuung erzeugten EUV-Strahlungsfeld hervorgerufen wird (d.h. Schattenwurf spielt keine Rolle).

Im Fall *starken Windes* kann das photoevaporierende Material außerhalb r_W von der Scheibe in senkrechter Richtung frei abströmen. Dabei berechnet sich r_W aus:

$$\frac{r_W}{10 \text{ AU}} \approx \dot{M}_{W-10}^2 v_{w5}^2 \Phi_{41}^{-1} \quad (2.12)$$

wobei $\dot{M}_{W-10} = \dot{M}_W/10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, $v_{w5} = v_W/100 \text{ km s}^{-1}$ und $\Phi_{41} = \Phi_i/10^{41} \text{ s}^{-1}$. Die Bedingung für starken Sternwind - $r_W > r_g$ - läßt sich damit auch schreiben als:

$$\dot{M}_W \geq \dot{M}_{\text{krit}} = 4 \times 10^{-11} \Phi_{41}^{1/2} M_0^{1/2} v_{w5}^{-1} M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (2.13)$$

wobei $M_0 := M_\star/M_\odot$. Wenn die Sternwind-Massenverlustrate also den Wert \dot{M}_{krit} überschreitet, handelt es sich um einen *starken Wind*. Obwohl große Unsicherheiten bezüglich der exakten Zahlenwerte von \dot{M}_W und Φ_i für junge massearme Sterne bestehen, wird die Bedingung für starken Sternwind vermutlich oft erfüllt - für O und B-Sterne wahrscheinlich sogar fast immer (siehe [85]).

Der starke Sternwind hat den Effekt, daß die EUV-Strahlung in der Flußregion ($r > r_g$) einfacher bis zur Scheibenoberfläche vordringen kann, wodurch sich die Photoevaporationsrate erhöht. Hollenbach et al. ([29]) fanden:

$$\frac{\dot{M}_{\text{ph}}}{10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}} = 4 \times \left(\frac{\dot{M}_W}{10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right) \left(\frac{v_W}{100 \text{ km s}^{-1}} \right) \quad (2.14)$$

Die in Abb. 2.1 dargestellte Zeitskala $t_c(\text{evap})$ wurde berechnet unter der Voraussetzung daß $n_0 \propto r^{-3/2} \Leftrightarrow r < r_g$. Daraus ergibt sich:

$$\frac{t_c(\text{evap})}{10^7 \text{ yr}} = \left(\frac{\Phi_i}{10^{41} \text{ s}^{-1}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\Sigma_0}{\Sigma_0(\text{min})} \right) \quad (2.15)$$

wobei Σ_0 die Scheiben-Oberflächendichte an einem Bezugsradius und $\Sigma_0(\text{min})$ der entsprechende Wert für den MMSN ist.

Die dargestellten analytischen Lösungen beruhen natürlich auf stark vereinfachenden Annahmen (senkrechte Abströmgeschwindigkeit $v_z = 0$ für $r < r_g$ und $v_z = c_s$ für $r > r_g$). Um Effekte wie die zeitliche Entwicklung der Scheibe, Nichtgleichgewichtserwärmung/-abkühlung, Ionisation/Rekombination und detailliertere hydrodynamische Wechselwirkungen miteinzubeziehen sind numerische Rechnungen notwendig (siehe auch [94], [95], [65]).

Die in Abb. 2.1 aufgetragene Photoevaporationszeit durch den Zentralstern $t_E(\text{evap})$ wurde berechnet unter der Annahme, daß die Photonenleuchtkraft des Sterns $\Phi_i = 10^{41} \text{ s}^{-1}$ (\sim Solarer Wert) beträgt, und der Gasdichteverlauf der Scheibe dem des MMSN entspricht. Es wurde der Fall des starken Sternwinds vorausgesetzt.

Photoevaporation durch externe Sterne

Massearme Sterne, die im Inneren von Haufen entstehen, sind mit großer Wahrscheinlichkeit der UV-Strahlung naher massereicherer Sterne ausgesetzt. Unter diesen Bedingungen kann die zirkumstellare Scheibe auch durch externe Strahlung photoevaporieren - die 'Proplyds' (*externally ionized protoplanetary disks* im Orionnebel (Abb. 2.5) gehören zu den am intensivsten studierten Objekten dieser Art. In der HII-Region des Trapezhaufens finden sich über 150 Proplyds, die als kleine ($\leq 100 \text{ AU}$) ionisierte Gashüllen um massearme Sterne in Erscheinung treten. Churchwell et al. ([12]) schlugen 1987 (gestützt auf Radiokontinuumsbeobachtungen) als erste vor, daß diese Hüllen aus evaporierenden zirkumstellaren Scheiben entstehen.

Die Proplyds haben meist eine 'Tropfenform'. Dabei weist der 'Kopf' in Richtung des massiven Sterns - im Fall des Trapezhaufens θ Orionis - der die EUV-Strahlung liefert. Die gegenüber der zirkumstellaren Scheibe verschobene Ionisationsfront entsteht dadurch, daß neutrales Gas schneller aus der Scheibe entweicht, als die EUV-Strahlung es vollständig ionisieren kann.

Im Gegensatz zu Photoevaporation durch den Zentralstern, bei der das Material vor allem aus der Region $r \sim r_g < r_d$ (r_d = Scheibenradius) in der Nähe der Quelle entweicht, sind im Falle externer UV-Quellen vor allem die äußeren Scheibenregionen $r \sim r_d$ vom Massenverlust betroffen. Von diesem Bereich, der den größten Anteil der Scheibenfläche enthält, geht unter Einwirkung einfallender EUV oder FUV-Strahlung ein konstanter Massestrom aus.

Aufgrund des Druckgradienten divergieren die Stromlinien rasch jenseits r_d , woraus ein nahezu sphärisch-symmetrischer Ausfluß resultiert. Sei nun n_0 die Gasdichte an der Scheibenoberfläche, die definiert ist durch $c_s = v_{\text{esc}}$ (Schall-/thermische Geschwindigkeit = Fluchtgeschwindigkeit). Dann ergibt sich der photoevaporative Massenverlust zu:

$$\dot{M}_{\text{ph}} \approx m_H n_0 c_s 4\pi r_d^2 \quad (2.16)$$

n_0 ergibt sich aus der Forderung, daß die Gasdichte gerade hoch genug ist, um die EUV oder FUV-Strahlung vollständig zu absorbieren.

Johnstone et al. ([34]) sowie Störzer und Hollenbach ([79]) zeigten, daß die Photoevaporationsraten aus Scheiben um massearme Sterne entweder vom EUV oder vom FUV-Fluß massiver Sterne dominiert werden. Im EUV-dominierten Fall ergibt sich die Massenverlustrate zu:

$$\frac{\dot{M}_{\text{ph}}^{\text{EUV}}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} = 2.27 \times 10^{-10} \left(\frac{\Phi_i}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{r_d}{10 \text{ AU}} \right)^{3/2} \left(\frac{d}{1 \text{ pc}} \right)^{-1} \quad (2.17)$$

wobei d der Abstand zum massiven Stern ist. Für die Photonenleuchtkraft eines jungen O-Sterns kann $\Phi_i = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ angesetzt werden.

Im FUV-dominierten Fall ergibt sich die Verlustrate zu:

$$\frac{\dot{M}_{\text{ph}}^{\text{FUV}}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} = 2 \times 10^{-8} \left(\frac{N_D}{5 \times 10^{25} \text{ m}^{-2}} \right) \left(\frac{r_d}{10 \text{ AU}} \right) \quad (2.18)$$

Dabei ist N_D die Säulengasdichte von der Ionisationsfront bis zu dem Punkt, an dem $c_s = v_{\text{esc}}$ gilt. Störzer und Hollenbach ([79]) benutzen den Wert $N_D \sim 5 \times 10^{25} \text{ m}^{-2}$.

Johnstone et al. ([34]) und Störzer und Hollenbach ([79]) fanden anhand der Beobachtungsdaten von ungefähr 40 Proplyds heraus, daß viele der Ausflüsse wahrscheinlich FUV-dominiert sind. Henney und Arthur ([28]) zeigten, daß das Photoevaporationsmodell den Abfall der optischen Emission

mit wachsendem Abstand vom Proplyd sehr gut wiedergibt. Johnstone et al. ([34]) schlugen weiterhin vor, die kometenartigen Schweife der Proplyds durch Photoevaporation zu erklären, die von diffuser FUV-Strahlung auf der θ Ori abgewandten Seite der Scheibe hervorgerufen wird. Numerische Rechnungen von Richling und Yorke ([67]) bestätigten diese Vermutung (siehe auch [30], S. 421, Figure 6).

Zwar bilden sich Sterne fast immer in Haufen (siehe u. a. [44], [43], [9]), damit es aber zu extern getriebener Photoevaporation kommen kann, muß ein O oder B Stern darin enthalten sein. Ist die Sternanzahl in einem Haufen größer als 100, ist dies sehr wahrscheinlich. Dann wird die Entwicklung der Außenbereiche zirkumstellarer Scheiben von der UV-Strahlung des massiven Sterns entscheidend mitbeeinflusst werden.

In Abb. 2.1 ist die externe Photoevaporationszeit $t_E(\text{evap})$ für Scheiben um massearme Sterne in Haufen ähnlich dem Trapezhaufen aufgetragen.

Interpretation von Abb. 2.1

- *Sternbegegnungen* t_{SE} : Diese sind offensichtlich nur in den Außenbereichen der Scheiben ($r > 100$ AU) in sehr dichten Haufen bedeutsam.
- *Viskose Zeitskala* t_ν : Sie ist im inneren Bereich der Scheibe, für $r < 10$ AU, dominant.
- *Windzeitskalen* t_{WS} : Obwohl beträchtliche Ungewissheit bezüglich des Wertes von $\lambda(\sin \theta)^2$ besteht (θ = Winkel zwischen auftreffendem Teilchenstrom und Oberfläche der Durchmischungsschicht Wind/Scheibe, λc_s = Mischgeschwindigkeit), scheint es daß der Sternwind nicht in der Lage ist, zirkumstellare Scheiben effizient zu zerstreuen.
- Die *Photoevaporationszeitskalen* werden sehr lang für $r < 10$ AU, da bei geringen Sternabständen das Material gravitativ festgehalten wird. Für $r > 10$ AU wird die Photoevaporation dominant.

Die bedeutsamsten Mechanismen, die zur Entfernung des Gases (und sehr feinen Staubes) der Scheibe beitragen, sind Photoevaporation und Viskosität. Unter Bedingungen, die den bei der Berechnung von Abb. 2.1 benutzten Parametern entsprechen, sind sie zusammen in der Lage, die ganze Scheibe innerhalb von $\sim 10^7$ yrs aufzulösen.

2.3 Bildung größerer Festkörper in zirkumstellaren Scheiben

Wie wir später sehen werden, wirkt sich die Photophorese am stärksten bei relativ großen (Durchmesser > 1 mm) Körpern aus. Daher soll hier in Grundzügen erläutert werden, wie aus zirkumstellarem Staub massereichere Festkörper kondensieren.

Interstellarer Staub, der von außen in eine protoplanetare Scheibe einfällt, verdampft zunächst, da er durch den Akkretionsschock beträchtlich erhitzt wird. Kühlt sich das gasförmige Material ab, resublimieren seine weniger flüchtigen Bestandteile zu mikroskopischen Staubpartikeln. Bei solarer Materiezusammensetzung handelt es sich zunächst vor allem um Silikate und Eisenverbindungen. Später können in den äußeren (kälteren) Regionen der Scheibe verschiedene Eisen kondensieren (siehe Abschn. 2.2.3). Hier existiert auch ein bedeutender Anteil an interstellaren Staubpartikeln, die nicht verdampft wurden. Nachdem sich nun die ersten Partikel aus der Gasphase gebildet haben, setzt sich das Wachstum der Festkörper durch Zusammenstöße untereinander fort.

2.3.1 Sedimentation

Mit der Bewegung von festen Materieteilchen in dünnen Gasen werden wir uns später detailliert befassen. Deshalb sollen hier nur die Grundzüge erklärt werden.

Man macht sich anschaulich leicht klar (und später soll dies auch physikalisch streng begründet werden), daß die Gasreibungsbeschleunigung, die ein Festkörper erfährt, von seinem Radius abhängt:

- **Große (Radius $s \geq 1$ cm) Objekte** erfahren nur eine geringe Reibungsbeschleunigung, da ihr Oberfläche-zu-Masse-Verhältnis klein ist.
- **Mittelgroße (Radius $s \approx 500 \mu\text{m}$) Objekte** erfahren eine vergleichsweise starke Reibungsbeschleunigung.
- **Kleine (Radius $s \leq 10 \mu\text{m}$) Staubpartikel** sind stark an das Gas gekoppelt, d.h. sie nehmen rasch die Geschwindigkeit der um den Stern rotierenden Gasscheibe an und werden von dieser mitgeführt.

Zu Beginn der Agglomeration sind die kleinen Partikel stark an die Gaskomponente gekoppelt. Die vertikale Komponente der Sterngravitation läßt sie auf die Äquatorialebene des Systems absinken. Für kompakte Partikel beträgt die Beschleunigung:

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{\rho_g c_s}{s \rho_d} - \Omega_K^2 z \quad (2.19)$$

ρ_g ist die lokale Gasichte, ρ_d die Materialdichte der Teilchen, c_s die Schallgeschwindigkeit, s der Partikelradius und $\Omega_K = \sqrt{GM_\star/r^3}$ die Keplerfrequenz. Aus der Gleichgewichtsbedingung $\dot{v}_z = 0$ folgt:

$$v_z = -\frac{\Omega_K^2 z \rho_d s}{\rho_g c_s} \quad (2.20)$$

Bei gegebener Materialdichte ist v_z dem Partikelradius proportional - größere Partikel sinken also schneller ab, wodurch sie unterwegs kleinere Partikel quasi 'aufsammeln' und noch schneller werden. Die benötigte Sedimentationszeit wird durch diesen Prozeß stark verkürzt.

Das Massenwachstum der Staubeilchen wird von folgender Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{dm}{dz} = -P_s \pi s^2 \rho_{\text{dust}} \quad (2.21)$$

P_s ist die Anhaftungswahrscheinlichkeit, ρ_{dust} die Raumdichte der Staubkomponente. Beginnt ein Staubeilchen mit dem Radius $s_0 < 1 \mu\text{m}$ von einer Anfangshöhe z_0 aus abzusinken, so beträgt sein Radius s in der Höhe z (unter der Annahme, daß $P_s = \text{const}$):

$$s(z) = s_0 + (1 - z/z_0) s_m \quad (2.22)$$

wobei

$$s_m := \frac{P_s \Sigma_{\text{dust}}}{8 \rho_d} \quad (2.23)$$

$\Sigma_{\text{dust}} = 2z_0 \rho_{\text{dust}}$ ist die Oberflächenmassendichte des Staubes. Mit $P_s = 1$ ergeben sich unter Benutzung des Solarnebel-Modells von Hayashi ([26], siehe auch Abschn. 2.4.3) die Radien $s_m = 4.4, 3.2$ und 0.2 mm für Sonnenabstände von Erde, Jupiter und Neptun. Für den ersten Wert wurde $\rho_d = 2000 \text{ kg m}^{-3}$, für die beiden weiteren $\rho_d = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ verwendet (Anwesenheit von Eis!).

Wir schätzen nun die Sedimentationszeit ab. Durch Integration der Gleichung $dt = dz/v_z$ ergibt sich für die Absinkzeit von z_0 auf z :

$$t_{\text{sed}} = \frac{4}{\pi^{3/2}} \frac{P_K}{P_s \zeta} \frac{1}{1 + s_0/s_m} \ln \left(\frac{z_0 s}{z s_0} \right) \quad (2.24)$$

wobei $P_K = 2\pi(r^3/GM_\star)^{1/2}$ die Kepler'sche Umlaufperiode und ζ der anfängliche Staubmassenanteil des Nebels ist (In dem Modell aus Abschn. 2.4.3: $\zeta = 1/240$ für $r < 2.7$ AU und $\zeta = 1/56$ für $r > 2.7$ AU). Mit $z = z_0/10$, $P_s = 1$ und $s_0 = 1 \mu\text{m}$ ergibt sich: $t_{\text{sed}} = 2 \times 10^3, 4 \times 10^3$ und 4×10^4 yr bei den Sonnenabständen von Erde, Jupiter und Neptun. Diese Zeiten sind ca. 10^3 mal größer als

P_K .

Man bemerke, daß t_{sed} weder von der Temperatur noch von der Gasdichte abhängt - die Sedimentationszeit wird vollständig vom ursprünglichen Staubmassenanteil und der Kepler'schen Umlaufperiode bestimmt.

Nakagawa et. al. ([58]) und Weidenschilling ([86]) führten numerische Simulationen durch, die die Ergebnisse der obigen Abschätzungen bestätigten (siehe auch: [26], p. 1112, Fig. 3).

Die Details der Prozesse, die beim Wachstum sub-cm-großer Partikel ablaufen, sind noch nicht sehr gut verstanden. Laborexperimente und numerische Simulationen legen nahe, daß es sich um fraktale Aggregate niedriger Dichte handelt, die von van-der-Waals-Kräften zusammengehalten werden. In primitiven Meteoriten findet man jedoch sog. Chondrulen - aus Schmelze erstarrte Einschlüsse mit etwa 1 mm Durchmesser. Anscheinend wurde ein recht großer Anteil der Aggregate kurzzeitig hohen Temperaturen ausgesetzt. Bezüglich des Mechanismus der Chondrulenbildung existiert noch kein Konsensus.

Bei fraktalen Gebilden niedriger Dichte nimmt die Sedimentationsgeschwindigkeit langsamer mit dem Radius zu. Dies wird jedoch durch den größeren Kollisionsquerschnitt wieder wett gemacht.

2.3.2 Entstehung von Planetesimalen

Es existieren zwei unterschiedliche Theorien, die das Wachstum vom Zentimeter- bis zum Kilometerbereich beschreiben.

Durch die Gasreibung verlieren den Stern umkreisende Körper allmählich Bahnenergie, wodurch sie nach innen driften. Man kann zeigen, daß dies bei cm - metergroßen Objekten am schnellsten vor sich geht (bis zu einigen 10^{-3} AU/yr - siehe auch Abb. 2.2). Bei einem ursprünglichen Bahnradius von 1 AU würde ein solches Objekt schon nach einigen 1000 Jahren den Stern erreichen! Man kann daraus schlußfolgern, daß der Übergang von cm- zu km-großen Objekten sehr rasch erfolgen muß, damit diese überleben. Interessanterweise werden wir später feststellen, daß Objekte im Größenbereich 1 mm ... 1 m von der photophoretischen Kraft effizient daran gehindert werden, dem Stern zu nahe zu kommen!

Gravitative Fragmentation

Wenn sich der Nebel nicht-turbulent verhält, sinken kleinere Partikel zur Mitte der Scheibe, wo sie eine dünne Schicht bilden, die gegenüber gravitativer Fragmentation instabil ist.

Beim Absinken der Staubeilchen wächst die Volumendichte der Staubkomponente an. Sobald die *Rochedichte* von $3.5 M_*/r^3$ überschritten ist, wird die Scheibe instabil (siehe [33]). Safronov ([70]), Hayashi ([24]) sowie Goldreich und Ward ([20]) untersuchten diese Instabilität und kamen zu dem Schluß, daß sie zur Erzeugung zahlreicher *Planetesimale* führt - asteoiden- oder kometenkernartige Planetenbausteine mit charakteristischen Durchmessern zwischen einem und einigen hundert Kilometern. Dies soll anhand eines vereinfachten Modells erläutert werden.

Wir betrachten einen Staubring der Oberflächendichte Σ_{dust} , der mit Kepler'scher Winkelgeschwindigkeit $\Omega_K = (GM_*/r^3)^{1/2}$ umläuft. Die Dispersionsrelation einer radialen Störung $e^{i(\omega t + kr)}$ lautet (siehe [83], [18] und [19]):

$$\omega^2 = \Omega_K^2 - 2\pi G \Sigma_{\text{dust}} k + c_s^2 k^2 \quad (2.25)$$

Ist $\omega^2 < 0$, ist die Staubschicht instabil gegenüber Störungen, für $\omega^2 > 0$ ist sie stabil. Trägt man ω^2 über k auf (Abb. 2.3), sieht man, daß negative Lösungen existieren, sobald $c_s < c_s^* = \pi G \Sigma_{\text{dust}} / \Omega_K$, bzw. $\Sigma_{\text{dust}} > \Sigma_{\text{dust}}^* = \Omega_K c_s / \pi G$ ist. Daher ist die Gaskomponente des Nebels immer stabil, da ihre Flächendichte zu gering ist.

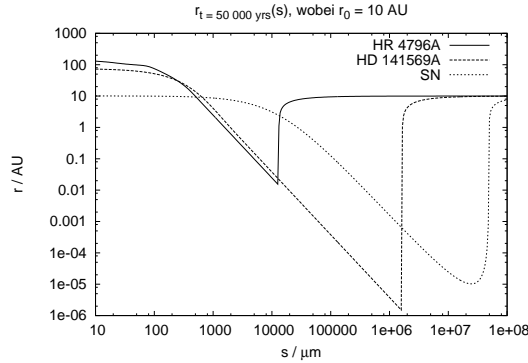


Abbildung 2.2: Sternabstände von bei $r = 10 \text{ AU}$ gestarteten Partikeln nach $5 \times 10^4 \text{ yrs}$ als Funktion des Partikelradius s für die drei in dieser Arbeit betrachteten Systeme (Photo-phoretische Kraft nicht berücksichtigt). Man erkennt, daß Körper im Zentimeter/Meter - Bereich am schnellsten nach innen spiralisieren.

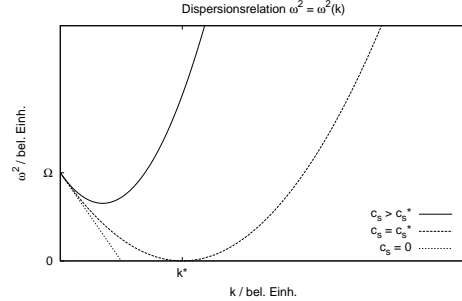


Abbildung 2.3: Die Dispersionsrelation für einer radialen Störung in der zirkumstellaren Scheibe

Die Staubschicht hingegen ist fragmentationsfähig. In ihr berechnet sich die Schallgeschwindigkeit zu $c_s^2 = \gamma (p_{\text{gas}} + p_{\text{dust}}) / (\rho_{\text{gas}} + \rho_{\text{dust}})$ wobei γ das Verhältnis der spezifischen Wärmen von Gas und Staub ist. Seine Größenordnung liegt bei 1. $p_{\text{Komponente}}$ und $\rho_{\text{Komponente}}$ sind die jeweiligen Drücke bzw. Dichten. Während der Sedimentation nimmt c_s ab, da $c_s^2 \approx \gamma p_{\text{gas}} / \rho_{\text{dust}}$ und p_{gas} konstant bleibt, ρ_{dust} aber stark anwächst. Sobald c_s unter den kritischen Wert c_s^* fällt, setzt die radiale Fragmentation in mehrere Ringe ein, wobei die kritische Wellenzahl $k^* = \Omega_K^3 / \pi G \Sigma_{\text{dust}}$ beträgt.

Die Staubringe zerfallen wiederum in mehrere Fragmente, wodurch sich Planetesimale bilden können. Ihre Masse läßt sich abschätzen zu:

$$M_{\text{planetesimal}} = \pi \Sigma_{\text{dust}} \left(\frac{2\pi}{k^*} \right)^2 = (2\pi)^2 \left(\frac{\Sigma_{\text{dust}} \pi r^2}{M_\star} \right)^3 M_\star \quad (2.26)$$

Für den solaren Nebel ergeben sich $1.2 \times 10^{15} \text{ kg}$, $1.1 \times 10^{18} \text{ kg}$, und $1.6 \times 10^{19} \text{ kg}$ für die Sonnenabstände von Erde, Jupiter und Neptun (Vergleich: Masse der Ceres $M_{\text{Ceres}} \approx 9.5 \times 10^{20} \text{ kg}$).

Die obige Herleitung ist natürlich stark vereinfacht. Formel 2.26 stellt daher nur eine Größenordnungsabschätzung dar. Sie berücksichtigt keine Interaktionen zwischen Gas und Staub (Reibungskraft und externer Druck, der auf den äußeren Rand der Staubschicht wirkt). Hayashi ([25]), Coradini et al. ([14]) sowie Sekiya ([72]) führten weitergehende Untersuchungen durch, die diese Effekte berücksichtigten. Ihre Ergebnisse liefen darauf hinaus, daß die Fragmentation früher einsetzt (wenn die mittlere Dichte die Rochegrenze überschreitet), Gleichung 2.26 aber dennoch brauchbare Schätzwerte liefert.

Wachstum in turbulentem Nebel

Das obige Modell ist zwar ansprechend einfach, weist jedoch einige charakteristische Schwächen auf - zumindest ist es implausibel, daß sich μm -große Staubeilchen unmittelbar zu km-großen Planetesimalen zusammenlagern. Weidenschilling ([88]) wies 1988 darauf hin, daß das Auftreten gravitativer Fragmentation nur möglich ist, wenn der Nebel sich vollständig laminar verhält. Damit die kritische Dichte erreicht werden kann, muß die Scheibendicke $\leq 10^{-6} r$ sein, was bedeutet, daß die Geschwindigkeiten von Turbulenzen kleiner als ein Partikeldurchmesser s^{-1} sein müssen. Dies ist für Staubeilchen, und sogar für makroskopische Körper implausibel. Das Modell muß also verfeinert werden. Die Bildung von Planetesimalen erfolgt vermutlich über zahlreiche Zwischenschritte,

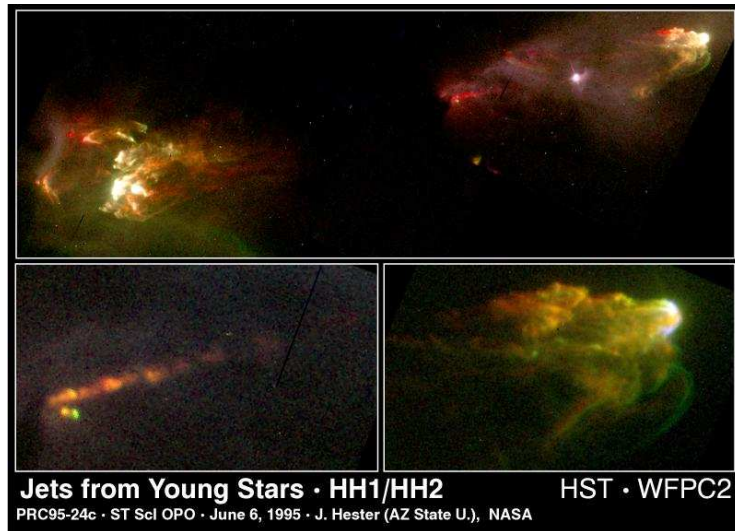


Abbildung 2.4: Herbig-Haro Objekte (helle Wolken), als Produkte des bipolaren Auflusses eines Protosterns. Sie sind ca. 1 Lichtjahr voneinander entfernt. Quelle: J. Hester (ASU), WFPC2 Team, NASA.

bei denen kleinere Körper zu größeren Objekten koagulieren, die dann ihrerseits wiederum Körper der nächsten Größenstufe bilden usw. Dabei werden kleinere Körper stärker von der Gasreibung beeinflusst als von der Gravitation (siehe auch Abschn. 3.1.2). Das Gas verhält sich höchstwahrscheinlich turbulent. Mögliche Turbulenzquellen während der Entstehung der Akkretionsscheibe sind einerseits die ungleichförmige Verteilung der Geschwindigkeit der einfallenden Materie zur Zeit der Phase des Wolkenkollapses (siehe [11]), andererseits kräftige Ausflüsse des Protosterns, die auf die Scheibenoberfläche auftreffen (siehe [17]). ter Haar ([82]), Safronov ([70]) und Hayashi et al. ([26]) schlußfolgerten, daß die Turbulenz ohne äußere Antriebsmechanismen rasch abklingen würde. Lin et al. ([47], [46], [69]) aber entwickelten ein Turbulenzmodell, das auf der differentiellen Rotation der Scheibe beruht. Konvektionsprozesse in senkrechter Richtung (bezügl. der Scheibe) erzeugen Wirbel, die für eine hohe effektive Viskosität sorgen. Scherkräfte in der Scheibe heizen diese auf, unterstützen so die Konvektion. Letztlich ist die Energiequelle für die Turbulenz natürlich die Gravitationsenergie des Scheibenmaterials im Potentialtopf des Sterns - Viskosität läßt das Material nach innen strömen, wodurch potentielle Energie freigesetzt wird.

Bezüglich der Entstehung von Planetesimalen nehmen die meisten kosmogonischen Theorien an, daß sie sich entweder *trotz* Turbulenz bilden, oder aber daß die Turbulenz allmählich abklingt und sie erst entstehen, nachdem die Scheibe vollständig laminar geworden ist. In turbulenten Scheiben findet das Wachstum durch Zwei-Körper-Kollisionen statt (siehe u. a. [91], [54], [55], [53], [52]). Es existiert dann keine klare Trennlinie zwischen der Formung der Planetesimale und der Bildung von Planeten aus Planetesimalen. Das Problem des raschen nach-innen-Spiralisierens metergroßer Objekte läßt sich möglicherweise umgehen, indem man annimmt, daß sich ein kleiner Anteil des Materials an Knotenpunkten der Gasströmung ansammelt, wo es sich zu Planetesimalen zusammenlagern kann, die dann ihrerseits große Mengen kleinerer Partikel aufsammeln. Diese Prozesse sind jedoch noch nicht sehr gut verstanden.

Weiterführende Literatur zu Abschnitt 2.1 - 2.3.2 : [84] : Kap.10; [50] : Kap. 12; sowie *Protostars and Planets III*, Parts III, IV, V.



Abbildung 2.5: Hubble-Aufnahme von sog. 'Proplyds' (Vorläufer zirkumstellarer Scheiben) im Orionnebel. Quelle: Wikimedia Commons

2.4 Beobachtungen

Bis in die 1980er Jahre gelang es nicht, zirkumstellare Scheiben direkt zu beobachten. Allerdings häuften sich indirekte Hinweise auf ihr Vorhandensein: Beobachtungen von bipolaren Ausflüssen, die von jungen stellaren Objekten ausgehen und von Herbig-Haro-Objekten¹ (Abb. 2.4), die erzeugt werden, wenn ausströmendes Material auf das interstellare Medium trifft und es verdichtet, legten die Vermutung nahe, daß Sterne in ihrer Entstehungsphase von achsen- (und nicht kugel-)symmetrischen Strukturen umgeben sind. Im Laufe der 80er Jahre jedoch gelangen zum ersten Mal direkte Aufnahmen der Scheiben. Insbesondere der Infrarotsatellit IRAS wies bei einigen hellen nahen Sternen (u. a. Wega und Fomalhaut) Exzeßstrahlung im Bereich von 25 bis 100 μm nach, was auf die Anwesenheit von warmen Staubscheiben um die Sterne hindeutet. Dies war das erste Mal, daß man Hinweise auf Materiescheiben um *Hauptreihensterne* entdeckte. Man nennt solche Sterne daher 'wegaartige Sterne'.

Bald gelang es, durch bodengebundene Beobachtungen im IR- und Mikrowellenband einige der Scheiben um wegaartige Sterne abzubilden. Die NICMOS-Kamera auf dem HST machte Aufnahmen von 1 - 2 μm -Strahlung, die von Staubscheiben und -ringen um Sterne gestreut wurde. Nach der Nachbesserung der Optik des HST war dieses auch in der Lage, in den nächstgelegenen Sternentstehungsregionen (z. Bsp. dem Orionkomplex) zirkumstellare Scheiben direkt abzubilden (siehe Abb. 2.5). Der Winkelauflösung von 0.1'' entspricht in 500 pc Entfernung eine lineare Ausdehnung von ca. 50 AU. Dies erlaubt, in den Scheiben Einzelheiten zu erkennen, wodurch direkte Rückschlüsse auf physikalische Prozesse bei der Sternbildung möglich werden. Die Scheiben erscheinen als stark abgeflachte, längliche Gebilde mit charakteristischen Ausdehnungen von einigen 100 AU - sie entsprechen also größenordnungsmäßig unserem Sonnensystem.

Einen interessanten Beitrag zur Erforschung junger Sterne leistete der Röntgensatellit ROSAT. Er ermöglichte die Entdeckung älterer T-Tauri-Sterne in verschiedenen Molekülwolken (sie emittieren deutlich mehr Röntgenstrahlung als Hauptreihensterne). Dies führte auch zur Identifikation der - nach momentanem Kenntnistand - nächstgelegenen Assoziation junger Sterne, der TW-Hydrae-Assoziation (i.F. TWA). Der Name bezieht sich auf das als erstes entdeckte Mitglied, den klassischen T-Tauri-Stern TW Hydrae. Die Assoziation befindet sich in nur ungefähr 60 pc Abstand von der Erde. Aus Lithium-Häufigkeitsmessungen, ROSAT-Daten und Entfernungsmessungen des

¹entdeckt 1951, 52 von G. Herbig, G. Haro

Hipparcos-Satelliten läßt sich das Alter von TWA zu ca. 10 Millionen Jahren bestimmen. Der Grund, warum sie erst so spät bemerkt wurde, liegt darin, daß sie ihre Molekülwolke vollständig aufgebraucht hat - das einzige Gas in der Assoziation ist in den zirkumstellaren Scheiben enthalten.

2.4.1 HR 4796A

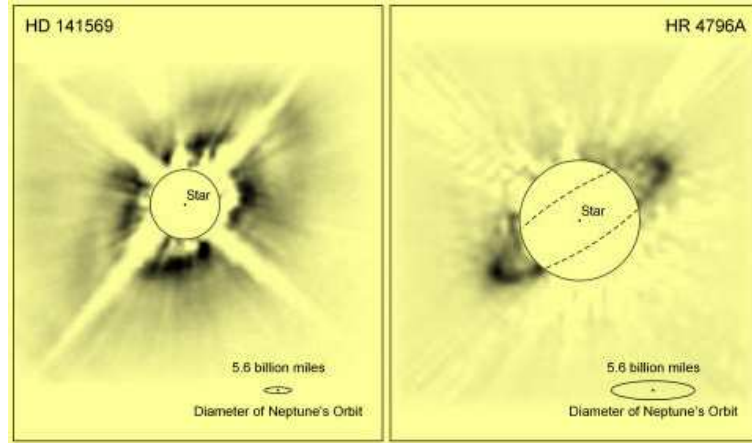


Abbildung 2.6: Staubstrukturen um HR 4796 A und HD 141569. Quelle : www.laeff.esa.es

Eines der interessantesten Mitglieder von TWA ist HR 4796A, ein A-Stern mit $M_{\star} = 2.5 M_{\odot}$ und $L_{\star} = 21.0 L_{\odot}$ in einer Entfernung von $d = 67.1^{+3.5}_{-3.4}$ pc von der Erde (*Hipparcos*-Daten). IRAS stellte fest, daß 0.5 % der gesamten Strahlungsleistung des Sterns im IR-Bereich abgegeben werden. Dies deutet auf eine hohe Staubbichte in Sternnähe hin. In der Tat ist HR 4796 A der staubreichste Stern des *Bright Star Catalog*. Sein Alter wird auf 8 ± 2 Myrs geschätzt (siehe [77]), er ist somit etwas jünger als β Pictoris (12 Myrs). Er befindet sich daher in einem früheren Entwicklungsstadium.

Koerner et al. ([37]), Jayawardhana et al. ([32]) sowie Telesco et al. ([81]) entdeckten als erste den zirkumstellaren Staub im thermischen Infrarot ($\lambda = 10 - 20 \mu\text{m}$), und etwas später Schneider et al. ([71]) im Streulicht ($\lambda = 1.1$ und $1.6 \mu\text{m}$). Die NICMOS-Kamera fotografierte eine interessante Struktur um HR 4796A ([71]) : Einen Staubring mit einem Verteilungsmaximum bei $r = 70$ AU (siehe Abb. 2.6, rechts). Seine Entstehung kann auf zwei verschiedene Arten erklärt werden. Entweder er entstand durch Wechselwirkungen mit (Proto-)Planeten, wobei noch nicht klar ist, ob solche in derartig kurzer Zeit in so großer Entfernung vom Stern entstehen können. Eine andere Erklärung, auf die wir in Kapitel 6 zu sprechen kommen, ist der von Takeuchi und Artymowicz vorgeschlagene Migrationsmechanismus von Staubteilchen in dünnem Gas (siehe [80]). Hierfür ist die Anwesenheit von Planeten nicht notwendig. Falls sich herausstellt, daß Staubscheiben axial-symmetrische Strukturen von sich aus hervorbringen können, sollte man, um Hinweise auf Planeten zu erhalten, spezifisch nach Gebilden suchen, die diese Symmetrie nicht aufweisen. Solche lassen sich bei im Submillimeterbereich bei einigen Hauptreihensternen, darunter auch HR 4796A - siehe unten - identifizieren.

Die Struktur der Staubscheibe um HR 4796A läßt sich folgendermaßen zusammenfassen (siehe [2]):

- *Äußerer kalter Staubgürtel:* Er besteht aus ISM-artigen Partikeln (amorph, Porosität bei $P \approx 0.6$, geringer Eisanteil) und hat sein Verteilungsmaximum bei $r \approx 70$ AU. Unter der Annahme, daß sich eine kollisionsdominierte Größenverteilung $\propto s^{-3.5}$ einstellt, sollte die minimale Größe bei $s = 10 \mu\text{m}$ liegen und die maximale bei einigen Metern. Die totale Staubmasse dürfte einige Erdmassen betragen.

- Ein *zweiter innerer Staubgürtel* befindet sich bei $r = 9 - 10$ AU. Er besteht vermutlich aus äußerst porösen kristallinen Partikeln ($P \approx 0.97$).

Die Scheibe ist in Richtung des höchstwahrscheinlich gravitativ gebundenen Begleitsterns HR 4796B (Spektralklasse M) orientiert (siehe [35]). Er befindet sich in 515 AU Entfernung von HR 4796A.

Ein interessanter Hinweis auf die Anwesenheit eines Planeten im Orbit um HR 4796A ergibt sich aus der von Telesco et al. ([81]) beobachteten Asymmetrie der Helligkeitsverteilung der Staubscheibe (*Pericenter Glow*, siehe auch [92]). Dieser Effekt beruht auf sogenannten *Säkularen Störungen*, die ein oder mehrere Planeten auf die Umlaufbahnen der Staubteilchen ausüben (für eine ausführliche Diskussion der Mechanismen siehe [56], Kap. 7). Er führt dazu, daß die Staubteilchen sich rotationssymmetrisch zu einem Punkt anordnen, der außerhalb des Sterns liegt. Hierdurch befindet sich ein Teil der Scheibe näher beim Stern als der andere, und ist somit heißer und heller.

Auf Grund der Anwesenheit des Partners HR 4796B, der ebenfalls säkulare Störungen verursacht, läßt sich aus der beobachteten Helligkeitsasymmetrie nicht zwingend auf die Anwesenheit eines Planeten schließen. Es ist jedoch sehr wahrscheinlich, daß die Scheibe sowohl von HR 4796B wie auch von einem planetaren Körper gestört wird. Um die Masse des Planeten eingrenzen zu können, müßte die Bahn der B-Komponente genauer bekannt sein.

2.4.2 HD 141569A

Ein weiterer staubreicher junger Stern ist HD 141569A. Er ist ca. 100 pc von der Erde entfernt, und somit kein Mitglied von TWA. Er gehört zur Spektralklasse Ae und strahlt ungefähr 1 % seiner Energie im IR-Bereich ab. Wie bei HR 4796 A läßt die NICMOS-Aufnahme seiner Staubscheibe eine bemerkenswerte Struktur erkennen (Abb. 2.6, links). Es handelt sich um zwei Materiegürtel mit charakteristischen Radien von 200 AU und 325 AU, deren Mittelpunkte um 20 - 30 AU entlang der kleinen Halbachse des Systems verschoben sind. Zwischen ihnen liegt eine weitgehend staubfreie Lücke bei $r \approx 250$ AU. Sie ist wesentlich breiter als die beiden Gürtel. Auch hier könnte sowohl ein sich formender Planet wie auch eine Kombination von Gasreibung und Strahlungsdruck zur Ausbildung der Struktur geführt haben.

Wie bei HR 4796A nimmt die Helligkeit der Scheibe zu ihrem Zentrum hin ab: Innerhalb von $r = 150$ AU sinkt sie auf das Niveau des Hintergrundrauschens. Dies deutet auf eine starke (wenn auch vermutlich nicht vollständige) Verarmung des Staubes im Inneren des Systems hin.

Der äußere Ring weist eine eng aufgewinkelte Spiralstruktur auf. Augereau und Papaloizou führten numerische und analytische Rechnungen durch ([3]), mit denen sie zeigten, daß die von HD 141569B und C verursachten gravitativen Störungen in der Lage sind, ein solches Muster hervorzubringen. Sie tragen auch zu der beobachteten scharfen Außenkante des Staubs bei, indem sie Partikel außerhalb eines gewissen kritischen Radius' auf exzentrische Bahnen katapultieren. Dieser Mechanismus funktioniert umso effizienter, je weniger exzentrisch die Umlaufbahn des Begleiters ist (Augereau und Papaloizou gingen vereinfachend von einem einzelnen Begleitzkörper aus).

Die staubfreie Lücke bei 250 AU läßt sich möglicherweise durch einen oder mehrere Planeten erklären, die in dieser Zone umlaufen. Weinberger et al. ([90]) zeigten, daß ein Planet mit 3 Jupitermassen von dem HST/NICMOS-Instrument entdeckt worden wäre, allerdings ein Objekt mit 1.3 Jupitermassen genügen würde, um die beobachtete Lücke zu erzeugen. Wie bei HR 4796A stellt sich jedoch die Frage, ob jupiterartige Planeten bei einem Sternabstand von mehreren hundert AU innerhalb von wenigen Millionen Jahren entstehen können.

Ein bedeutender Unterschied zwischen den Scheiben von HR 4796A und HD 141569A ist die Größe der Staubgürtel: Die Radien der Ringe um HD 141569A sind um einen Faktor von 9-10 größer.

Das Alter von HD 141569 wurde von Weinberger et. al ([90]) auf 5 Mio. Jahre geschätzt. HR 4796A

und HD 141569 befinden sich also beide in sehr guter Näherung auf der *Zero-Age Main Sequence*. Ihre Begleiter der Spektralklasse M haben die Hauptreihe noch nicht erreicht.

In dieser Arbeit werden wir HR 4796A und HD 141569A als 'Modellsysteme' benutzen, d.h. wir werden das Problem der Bewegung von zirkumstellaren Staubteilchen unter Einwirkung der Photophorese lösen, indem wir für Gasdichte, Druck und Temperatur Funktionen ansetzen, die den Gegebenheiten in der Nähe der beiden Sterne entsprechen könnten (siehe Abschn. 2.5.1). Dabei sind diese Funktionen recht universell. Sie können durch Verändern der Konstanten an andere Systeme angepaßt werden - z. Bsp. an den Solaren Nebel.

2.4.3 Solarer Nebel - das Kyoto-Modell

Das von Hayashi et al. ([26] in *Protostars and Planets II*) vorgestellte Modell für den solaren Nebel - das sogenannte *Kyoto-Modell* - unterscheidet sich von den Modellen für HR 4796A und HD 141569A in einem wesentlichen Punkt: es beschreibt das System zur Zeit der T-Tauri-Phase der Sonne, wohingegen die beiden oben beschriebenen Systeme bereits die Nullalters- Hauptreihe erreicht haben. Daher ist die Gasdichte des Hayashi-Modells um 3 bis 4 Zehnerpotenzen größer.

Für die Gesamtmasse des Nebels setzen Hayashi et al. $M = 0.013 M_{\odot}$ an, indem sie zur beobachteten Gesamtmasse der Planeten soviel Wasserstoff- und Heliumgas hinzufügen, daß die solare Elementzusammensetzung entsteht. Die so hergeleitete Masse ist allerdings nur eine Minimalmasse, da während des Planetenentstehungsprozesses ein beträchtlicher Gasanteil in die Sonne stürzt.

Hayashi zeigte, daß nach dem Transparentwerden der Scheibe - d. h. nach dem Absinken der Staubteilchen auf die Äquatorialebene - der Staubflächendichteverlauf durch Potenzgesetze folgender Form beschrieben werden kann:

$$\Sigma_{\text{dust}} = \left\{ \begin{array}{ll} 71 \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{-3/2} \text{ kg m}^{-2} & \longleftrightarrow 0.35 \text{ AU} < r < 2.7 \text{ AU} \\ 300 \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{-3/2} \text{ kg m}^{-2} & \longleftrightarrow 2.7 \text{ AU} < r < 36 \text{ AU} \end{array} \right\} \quad (2.27)$$

Die Zweiteilung der Formel rührt daher, daß bei $r = 2.7 \text{ AU}$ die Vakuum-Eisgrenze erreicht wird: Bei Temperaturen $T < 170 \text{ K}$ ist Wassereis im Weltraum stabil. Der Vorfaktor der zweiten Formel ist größer, weil jenseits 2.7 AU Eiskristalle zur Staubmasse beitragen.

Für den Verlauf der Gasflächendichte fand Hayashi folgenden Ausdruck:

$$\Sigma_{\text{g}} = 1.7 \times 10^4 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{-3/2} \text{ kg m}^{-2} \longleftrightarrow 0.35 \text{ AU} < r < 36 \text{ AU} \quad (2.28)$$

Es handelt sich hierbei um die Projektion der *gesamten* Gasscheibe in die Äquatorialrebene.

Aus der Gleichgewichtsforderung in senkrechter Richtung (z-Achse) ergibt sich hieraus die Gasvolumendichte in der Äquatorialebene:

$$\rho_{\text{g}} = 1.4 \times 10^{-6} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{-11/4} \text{ kg m}^{-3} \quad (2.29)$$

Diese Gleichung gilt natürlich nur näherungsweise. Aber sie hat eine einfache Form, die es erlaubt, sie in den weiterführenden Rechnungen zu verwenden. Im nächsten Abschnitt werden wir ihr wiederbegegnen, einschließlich analoger Ausdrücke für die Systeme HR 4796A und HD 141569A.

Damit die Photophorese wirken kann, muß die Staubscheibe optisch dünn sein - es darf nicht mehr soviel Material vorhanden sein wie in den blickdichten protoplanetaren Scheiben um Vorhauptreihensterne. Dies ist bei HR 4796 A und HD 141569 sowie bei der in dem Hayashi-Modell behandelten Situation der Fall. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, welchen Ursprungs die Staubteilchen um die Sterne sind. Handelt es sich um primordialen Staub, der aus der Phase

der Sternbildung übrig ist, oder entstanden die Staubpartikel sekundär durch Kollisionen größerer Körper (Planetesimale)? Wir werden die Annahme machen, daß die Teilchen von größeren Körpern emittiert wurden und somit anfänglich auf Keplerkreisbahnen umliefen. Bei der Diskussion der numerischen Ergebnisse werden wir allerdings sehen, daß es für die Dynamik unerheblich ist, auf welchen Bahnen sich die Staubteilchen anfangs befinden, da ihr langfristiges Verhalten nicht von den Anfangsbedingungen abhängt.

Weiterführende Literatur zu Abschnitt 2.4: [97], [1], [7], [8].

2.5 Scheibenmodelle

2.5.1 Temperatur- und Dichteverlauf

Wir wollen nun ein einfaches Modell für die zirkumstellaren Gasscheiben von HR 4796A und HD 141569A vorstellen (siehe Takeuchi, Artymowicz [80]).

Die physikalischen Bedingungen in der Scheibe werden durch zwei Größen bestimmt: Temperatur T und Dichte ρ . Der Druck sei über das ideale Gasgesetz mit der Dichte verknüpft: $p = \frac{\rho k T}{\mu_g m_H}$, wobei $\mu_g = 2.34$ das mittlere Molekulargewicht des Sonnengases, und $m_H = 1.6736 \times 10^{-27}$ kg die Masse des Wasserstoffatoms ist.

Für T und ρ lassen sich im einfachsten Fall Potenzreihenansätze wählen:

$$\frac{T}{1 \text{ K}} = 278.0 \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \quad (2.30)$$

$$\frac{\rho_g}{1 \text{ kg m}^{-3}} = \rho_0 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^q A(r, r_{\text{out}}, \Delta r_{\text{out}}) \quad (2.31)$$

$A(r)$ ist hierbei eine Abbruchsfunktion, die dafür sorgt, daß die Dichte im Abstand r_{out} vom Stern rascher abfällt als durch das Potenzgesetz. Die Steilheit dieses Abfalls wird von Δr_{out} ('Randbreite der Gasscheibe') bestimmt. Für $A(r, r_{\text{out}}, \Delta r_{\text{out}})$ soll folgende Funktion benutzt werden (siehe [80]):

$$A(r, r_{\text{out}}, \Delta r_{\text{out}}) = \frac{1}{2} \left(\tanh \frac{r_{\text{out}} - r}{\Delta r_{\text{out}}} + 1 \right) \quad (2.32)$$

Das Scheibenmodell wird also von 4 Parametern bestimmt: ρ_0 , q , r_{out} , Δr_{out} , sowie L_\star und M_\star . Die Randbreite Δr_{out} kann wiederum auf die Skalenhöhe $h = (c_s/\Omega_K)_{r_{\text{out}}}$ der Gasscheibe (wobei c_s die Schallgeschwindigkeit und $\Omega_K = \sqrt{GM_\star/r^3}$ die Keplerfrequenz ist) zurückgeführt werden. Sie sollte geringfügig größer als h sein:

$$\Delta r_{\text{out}} = C_{\text{out}} (c_s/\Omega_K)_{r_{\text{out}}}$$

Geeignete Werte liegen zwischen $C_{\text{out}} = 1.05 \dots 2.0$.

Die folgende Tabelle fasst die Parameter für verschiedene Scheibenmodelle zusammen (Quellen: Modelle für HR 4796A, HD 141569A: [80], Table 1; Sol-Modell: [39], bzw. [26], S. 1109, Eq. 6):

Symbol	Bedeutung	HR 4796A	HD 141569A	Sol
q	r -Exponent in $\rho_g(r)$	-1.75, -2.25, -2.75	-2.25	-2.75
$\rho_0 [10^{-6} \text{ kg m}^{-3}]$		3.12×10^{-4}	1.56×10^{-2}	1.4
$r_{\text{out}} [\text{AU}]$	Radius der Gasscheibe	100.0	370.0	100.0
$\Delta r_{\text{out}} [\text{AU}]$	Breite des Scheibenrandes	12.1	65.2	13.1
C_{out}	$\Delta r_{\text{out}} = C_{\text{out}} (c_s/\Omega_K)_{r_{\text{out}}}$	1.05	1.05	1.05

In dieser Arbeit benutzen wir für das Modell von HR 4796A und das des Solaren Nebels den Exponenten $q = -2.75$, für HD 141569A $q = -2.25$. Man beachte, daß das ursprüngliche MMSN-Modell von Hayashi keinen Abbruchterm enthält (voriger Abschnitt, siehe auch [26]). Hier erweitern wir das SN-Modell um eine Abbruchfunktion $A(r, r_{\text{out}}, \Delta r_{\text{out}})$ wie sie in den Scheibenmodellen von Takeuchi und Artymowicz auftritt (siehe Gl. 2.31). Dabei benutzen wir für Scheibenbreite und Randbreite die Werte von HR 4796A, was den Abmessungen unseres Sonnensystems entspricht. Für die vorliegende Arbeit ist dies jedoch irrelevant, da, wie wir sehen werden, die Randbereiche von der Photophorese nicht beeinflußt werden.

Parameter der Sterne sind:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
M/M_{\odot}	2.5	2.3	1.0
L/L_{\odot}	21.0	22.4	1.0

Strenggenommen müßte man für Sol eine höhere Leuchtkraft ansetzen, da das Modell von Hayashi et al. sich auf die T-Tauri-Phase bezieht, während der die Sonne leuchtkräftiger war als heute. Der Einfachheit halber setzen wir hier $L/L_{\odot} = 1$, was keine allzu große Ungenauigkeit darstellt, da die Temperatur in der Scheibe nur der vierten Wurzel von L proportional ist (siehe Gl. 2.30).

Kapitel 3

Physikalischer Hintergrund

3.1 Kräfte in protoplanetaren Staubscheiben

3.1.1 Radiale Kräfte

Auf das Staubteilchen wirken in radialer Richtung drei verschiedene Kräfte:

Die Gravitationskraft

Sie wird durch die Newtonformel beschrieben:

$$\mathbf{F}_G = -G \times \frac{M_\odot m_d}{r^3} \mathbf{r} \quad (3.1)$$

m_d ist hier die Masse des Staubteilchens.

Die photophoretische Kraft

Das Wort *Photophorese* wurde von F. Ehrenhaft im Jahr 1917 eingeführt ([16]). Es bezeichnet eine Kraft, die auf Festkörper (*i.e.* Staubteilchen) wirkt, die sich in einem dünnen Gas befinden und einem Strahlungsgradienten ausgesetzt sind. Sie entsteht, weil sich auf der Oberfläche des Partikels ein Temperaturgradient ausbildet zwischen der beleuchteten (wärmeren) und der dunklen (kühleren) Seite. Gasmoleküle, die sich an die Oberfläche anlagern und nach kurzer Zeit wieder entweichen, haben nach dem Kontakt mit der wärmeren Seite im Mittel eine etwas höhere Geschwindigkeit. Daher findet ein Netto-Impulsübertrag auf das Staubteilchen statt, es erfährt eine von der Lichtquelle (Stern) weggerichtete Kraft (siehe Abb. 3.1).

Darstellungen der experimentellen und theoretischen Ergebnisse finden sich in den Arbeiten [62], [64], [36], [21] und [51].

Die Kraft kann quantitativ durch folgenden Ausdruck beschrieben werden (im Bereich hoher Knudsenzahlen¹, siehe [6]) :

$$F_{ph} = \frac{\pi s^2 I p J_1}{3(k_{th} T / s + 4\sigma T^4 \epsilon + p(2kT / \pi m_g)^{1/2})} \quad (3.2)$$

Die Bedeutung der Symbole ist :

- s : Partikelradius
- $k_{th} \leq 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$: Wärmeleitfähigkeit
- $\epsilon = 1.0$ (Schwarzer Körper): Emissionsfähigkeit
- T : Gastemperatur

¹Die Knudsenzahl gibt das Verhältnis von freier Weglänge zu typischer Partikel Ausdehnung (\sim Durchmesser) an: $K := \frac{\lambda}{D}$. In interplanetaren Gasen gilt immer $K \gg 1$, da die freien Weglängen außerordentlich groß sind.

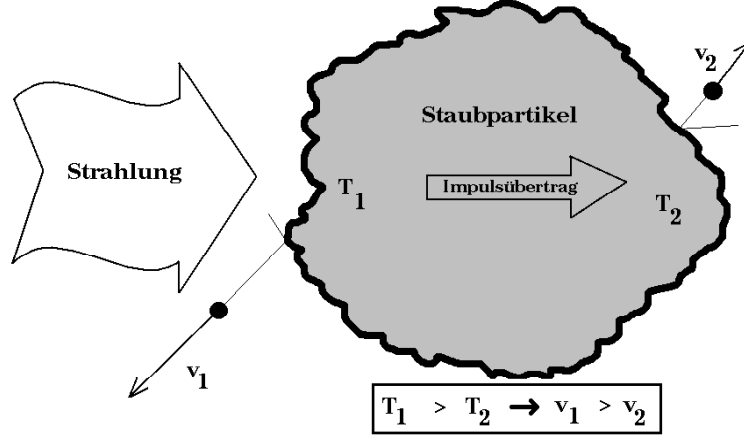


Abbildung 3.1: Prinzip der Photophorese

- $m_g = \mu_g m_H = 2.34 m_H$ (Sonnengas) : Molekülmasse
- p : Druck
- I : Intensität der Lichtquelle
- $J_1 = 0.5$: Asymmetrieparameter
- $k = 1.38 * 10^{-23} J/K$: Boltzmannkonstante
- $\sigma = 5.67 * 10^{-8} JK^{-4}m^{-2}s^{-1}$: Stefan-Boltzmann-Konstante

Der Asymmetrieparameter J_1 beschreibt den Anlagerungsprozeß der Gasmoleküle an die Oberfläche und die Lichtabsorption. Bei vollständiger Absorption und einer Anlagerungswahrscheinlichkeit von 100 % (d. h. ein Gasmolekül, das die Oberfläche berührt, lagert sich mit Sicherheit an) kann $J_1 = 0.5$ gewählt werden. Für zirkumstellare Staubteilchen (poröses Material) sind niedrige Wärmeleitfähigkeiten typisch : $k_{th} \leq 10^{-3} Wm^{-1}K^{-1}$.

Wir überlegen uns nun die Größenverhältnisse der drei Terme im Nenner von Formel 3.2. Dazu berechnen wir die resultierende Beschleunigung, indem wir die Kraft durch die Partikelmasse dividieren: $a_{phot} = \frac{F_{phot}}{m_d}$ mit $m_d = \frac{4}{3}\pi s^3 \rho_d$, wobei $\rho_d = 1000 kg m^{-3}$ die Materialdichte ist (wir nehmen also vereinfachend an, daß die Partikel Kugelgestalt haben). Die Beschleunigung läßt sich in folgender Form aufschreiben:

$$a_{ph} = \frac{IpJ_1}{4\rho_d (\Upsilon_{wl} + \Upsilon_{rad} + \Upsilon_{gas})} \quad (3.3)$$

mit

$$\Upsilon_{wl} = k_{th}T \quad (3.4)$$

$$\Upsilon_{rad} = 4\sigma T^4 \epsilon s \quad (3.5)$$

$$\Upsilon_{gas} = p\sqrt{2kT/\pi\mu_g m_H} s \quad (3.6)$$

Bei den drei Nennertermen Υ_{wl} , Υ_{rad} und Υ_{gas} handelt es sich um *Leistungsströme mal Partikelradius* (Einheit: $W m^{-2} m = W m^{-1}$). Man kann sie sich ihre Wirkung veranschaulichen als Transport thermischer Energie durch den Querschnitt des Körpers über eine Strecke hinweg, die seiner Ausdehnung entspricht: $\frac{dW}{dt} \frac{1}{A_{Particle}} s$. Dabei wird die Energie von der wärmeren zur kälteren Seite transportiert, was eine Abschwächung des photophoretischen Effekts zur Folge hat.

Es handelt sich um den Wärmestrom durch Wärmeleitung im Körper (Υ_{wl}), die thermische Abstrahlung von der Körperoberfläche (Υ_{rad}) und die Wärmeleitung von der Körperoberfläche in das umgebende Gas (Υ_{gas}). Daß der erste Term den Temperaturgradienten verringert, ist unmittelbar einleuchtend. Der zweite und dritte vermögen dies auch, da die pro Zeiteinheit abgeführte Wärmemenge mit der Temperatur ansteigt - beim dritten $\propto T^{1/2}$, beim zweiten sogar $\propto T^4$ - und der Körper somit auf der warmen Seite mehr Energie verliert als auf der kalten. Dies entspricht vom Endeffekt her einem Wärmetransport durch den Körper, da der Temperaturgradient vermindert wird.

Wir möchten jetzt untersuchen, wie die sich die drei Terme größenordnungsmäßig zueinander verhalten. Dazu plotten wir sie für einen festen Sternabstand von $r = 20$ AU als Funktionen des Partikelradius. Für die Molekülmasse benutzen wir $m_g = \mu_g m_H = 2.34 m_H$ - das mittlere Molekulargewicht des Sonnengases. Temperatur und Dichte ergeben sich aus den Scheibenmodellen der drei in dieser Arbeit betrachteten Systeme. Die Ergebnisse sind in den Abb. 3.2 - 3.4 zu sehen. Man sieht, daß der zweite Term Υ_{rad} nur für relativ kleine Partikel vernachlässigbar ist. Ab einem Radius von $s \approx 1$ mm (für HR 4796A und HD 141569A) bzw. $s \approx 1$ cm (für den SN) wird Υ_{rad} größenordnungsmäßig vergleichbar mit Υ_{wl} und wirkt sich somit auf die Dynamik aus. *Der dritte Term Υ_{gas} ist für alle Partikelradii um viele Zehnerpotenzen kleiner als die beiden anderen und braucht nicht berücksichtigt werden.* Physikalisch ist dies plausibel, da das Scheibengas zu dünn ist, um in nennenswertem Maße wärmeleitend zu sein.

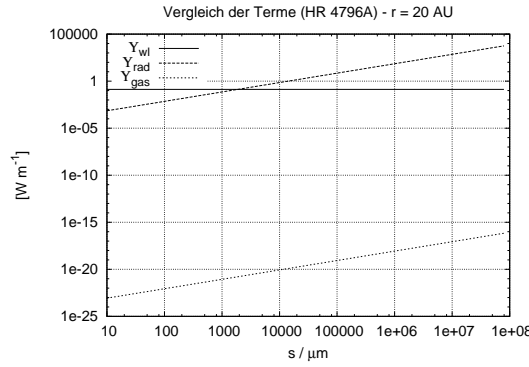


Abbildung 3.2: Größenvergleich der drei Terme für HR 4796A

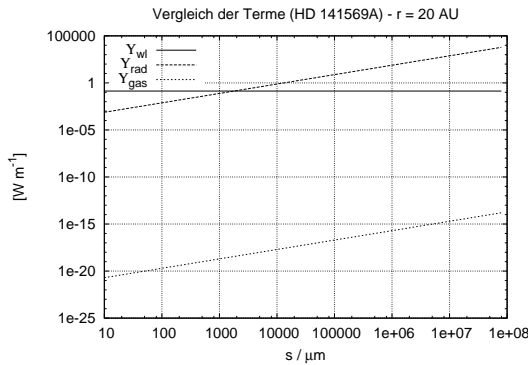


Abbildung 3.3: Größenvergleich der drei Terme für HD 141569A

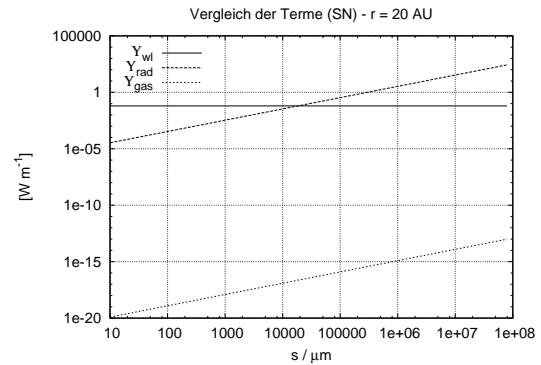


Abbildung 3.4: Größenvergleich der drei Terme für den Solaren Nebel

Unter Vernachlässigung des zweiten und dritten Terms ergibt sich die Beschleunigung zu:

$$a_{ph}(\Upsilon_{wl}) = \frac{I p J_1}{4 \rho_d k_{th} T} \quad (3.7)$$

Diese Formel ist für relativ kleine Partikel hinreichend exakt. Sie ist keine Funktion des Radius. Dies gilt nicht mehr, wenn man alle Terme in 2.1 berücksichtigt. Wir erwarten, daß die photophoretische Beschleunigung für kleine Körperradien zunächst unabhängig von diesen ist. Ab einer gewissen Größe beginnt sie, mit anwachsendem Radius s abzufallen. Dieses Verhalten werden wir weiter unten genauer untersuchen.

Unter Vernachlässigung des ersten und dritten Terms ergibt sich die Beschleunigung zu:

$$a_{\text{ph}}(\Upsilon_{\text{rad}}) = \frac{I p J_1}{16 \rho_d \sigma T^4 \epsilon s} \quad (3.8)$$

Diese Formel gilt für größere Körper ($s \geq 1 \text{ cm}$).

Später werden wir Stabilitätsbedingungen für die Kräfte formulieren. Dabei wird es sich als günstig erweisen, sie durch ihr Verhältnis zur Gravitationskraft auszudrücken (F/F_G). Für die photophoretische Kraft definieren wir:

$$\chi := \frac{F_{\text{ph}}}{F_G} \quad (3.9)$$

Unter Benutzung des vereinfachten Ausdrucks 3.7 für kleine Partikelradien läßt sich dies schreiben als:

$$\begin{aligned} \chi(\Upsilon_{\text{wl}}) &= 1.02 \times 10^{-8} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right) \left(\frac{\mu_g}{2.34} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_d}{1000 \text{ kg m}^{-3}} \right)^{-1} \rho_0 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^q = \\ &=: \mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{wl}}) \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^q \end{aligned} \quad (3.10)$$

Und unter Benutzung von 3.8 für große Radien:

$$\begin{aligned} \chi(\Upsilon_{\text{rad}}) &= 2.074 \times 10^{10} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{\mu_g}{2.34} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_d}{1000 \text{ kg m}^{-3}} \right)^{-1} \rho_0 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{q+3/2} \left(\frac{s}{1 \mu\text{m}} \right)^{-1} = \\ &=: \mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{q+3/2} \left(\frac{s}{1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (3.11)$$

In den beiden Grenzfällen für sehr große und sehr kleine Körper nimmt χ die Form eines Potenzgesetzes an. Dies wird uns später ermöglichen, einfache Näherungsformeln für den Radius der Partikel, die bei einem gegebenen Sternabstand auf stabilen Kreisbahnen umlaufen, abzuleiten.

Der Strahlungsdruck

Er beruht auf dem Impulsübertrag absorbierter oder reflektierter Photonen. Er wird beschrieben durch die Formel:

$$F_{\text{rad}} = \frac{\pi s^2 I}{c} \quad (3.12)$$

s ist der Partikelradius, c die Lichtgeschwindigkeit und I die Strahlungsintensität. Sie berechnet sich aus der Sternleuchtkraft: $I = \frac{L_\star}{4\pi r^2}$ (r ist der Abstand zum Stern).

Setzt man in die Formel des Strahlungsdrucks den Ausdruck für die Intensität ein, erhält man $F_{\text{rad}} = \frac{s^2 L_\star}{4cr^2}$. Der Strahlungsdruck ist also proportional zu r^{-2} , wie die Gravitationskraft. Es empfiehlt sich deshalb, ihn durch eine Modifizierung der Sternmasse zu berücksichtigen:

$$M_{\text{eff}} = M_\star (1 - \beta) \quad (3.13)$$

wobei

$$\beta = \frac{F_{\text{rad}}}{F_G} = \frac{0.5738}{\rho_d [\text{g cm}^{-3}] s [\mu\text{m}]} \frac{L_*/L_\odot}{M_*/M_\odot} =: \mathcal{B} \times \left(\frac{s}{1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

Analog zur *effektiven Masse* läßt sich auch eine *effektive Keplergeschwindigkeit* berechnen, die ein Partikel, das dem Strahlungsdruck ausgesetzt ist, haben muß, um den Stern auf einer Kreisbahn mit Radius r zu umlaufen. Sie ergibt sich zu:

$$v_{\text{K, eff}} = \sqrt{GM_{\text{eff}}/r} = v_{\text{K}} \sqrt{1 - \beta} \quad (3.15)$$

wobei

$$v_{\text{K}} = \sqrt{GM_*/r}$$

bzw.

$$\frac{v_{\text{K, eff}}}{\text{m s}^{-1}} = 29785.1 \left(\frac{M_* (1 - \beta)}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \quad (3.16)$$

Eigentlich müßte man noch eine vierte Kraft mit aufführen: den *Poynting-Robertson-Drag*. Dieser kann jedoch beim vorliegenden Problem für Sternabstände $r \leq 130 \text{ AU}$ vollständig vernachlässigt werden - siehe [80], S. 996, Fig. 4.

3.1.2 Die Reibungskraft

In einem dünnen Gas kommt zu Gravitation, photophoretischer Kraft und Strahlungsdruck noch eine weitere Kraft hinzu: Die Gasreibung (**'Gas Drag Force'**). Sie entsteht dadurch, daß die Gas-moleküle, falls sich ihr Geschwindigkeitsvektor von dem des Staubpartikels unterscheidet, ständig auf es auftreffen und Impuls auf es übertragen. Um die Reibungskraft zu berechnen, benötigen wir also zunächst ein Modell für das Geschwindigkeitsprofil der Gasscheibe. Wir nehmen dabei an, daß sie kreisförmig rotiert, d.h. daß $\mathbf{v}_g = v_g \mathbf{e}_\theta$.

Die Berechnung der Rotationsgeschwindigkeit des Gases erfolgt genauso wie die Berechnung der effektiven Keplergeschwindigkeit: Wir verringern die Anziehungskraft des Sterns um die Kraft, die durch den differentiellen Gasdruck entsteht.

$$\eta := \frac{F_{\nabla p}}{F_G} = - \frac{1}{r \Omega_K^2 \rho_g} \frac{dp}{dr} \quad (3.17)$$

Damit ist

$$v_g = v_{\text{K}} \sqrt{1 - \eta}. \quad (3.18)$$

Man beachte, daß für v_{K} und F_G hier die ursprünglichen Ausdrücke (ohne die Strahlungsdruck-Korrektur) einzusetzen sind, da in unserem Modell einzelne Moleküle keinen Strahlungsdruck erfahren.

Unter Benutzung der Formel 2.31 und des idealen Gasgesetzes berechnet sich η zu:

$$\eta = - \left(\frac{c_s}{r \Omega_K} \right)^2 \frac{1}{\Gamma} \left[q - \frac{1}{2} - \frac{r \text{sech}^2(x)}{\Delta r_{\text{out}} (\tanh(x) + 1)} \right] \quad (3.19)$$

wobei

$$x := \frac{r_{\text{out}} - r}{\Delta r_{\text{out}}} \quad (3.20)$$

Dabei ergibt sich die Schallgeschwindigkeit c_s aus:

$$c_s = \left(\frac{\Gamma k T}{\mu_g m_{\text{H}}} \right)^{1/2} \quad (3.21)$$

Damit läßt sich η auch schreiben als:

$$\eta = -(q - \frac{1}{2}) 1.102 \times 10^{-3} \left(\frac{\mu_g}{2.34} \right)^{-1} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} =: \mathcal{E} \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} \quad (3.22)$$

Man beachte, daß wir hier im Vorfaktor den Scheibenrand-Abbruchterm (den Bruch ganz rechts in der eckigen Klammer in Gl. 3.19) vernachlässigt haben, da er sich für $r < r_{\text{out}}$ kaum auswirkt und \mathcal{E} nur von den Systemparametern, nicht aber von r abhängen soll.

Unter der Annahme, daß die Scheibe aus Sonnengas besteht, ist der Adiabatenexponent $\Gamma = 1.4$ und das mittlere Molekulargewicht (s.o.) $\mu_g = 2.34$.

Jetzt können wir die Reibungskraft berechnen. Ein allgemeiner Ansatz lautet (siehe [42]):

$$\mathbf{F}_D = -\pi \rho_g s^2 (v_T^2 + \Delta v^2)^{1/2} \Delta \mathbf{v} \quad (3.23)$$

In der Formel ist s der Teilchenradius und $v_T = \frac{4}{3} \left(\frac{8kT}{\pi \mu_g m_H} \right)^{1/2} = \frac{4}{3} \times \langle v_{\text{therm}} \rangle$ ist $\frac{4}{3}$ mal die mittlere thermische Geschwindigkeit. $\Delta \mathbf{v} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_g$ ist die Vektordifferenz von Staubpartikelgeschwindigkeit und Gasgeschwindigkeit. Man sieht, daß die Reibungskraft dem Differenzvektor immer entgegengerichtet ist.

Falls $\Delta v \ll v_T$ gilt, vereinfacht sich die Formel zum **Epstein'schen Reibungsgesetz**:

$$\mathbf{F}_D = -\pi \rho_g s^2 v_T \Delta \mathbf{v}, \quad (3.24)$$

Da die thermische Geschwindigkeit der Schallgeschwindigkeit entspricht ($c_s \approx v_{\text{therm}}$), handelt es sich um den *subsonischen Bereich*.

Gilt andererseits $\Delta v \gg v_T$, ergibt sich:

$$\mathbf{F}_D = -\pi \rho_g s^2 \Delta v \Delta \mathbf{v} \quad (3.25)$$

Dies ist entsprechend der *supersonischen Bereich*.

In welchem Bereich befinden wir uns ?

Wir wollen untersuchen, in welchem Regime wir uns in jedem der drei Systeme befinden. Dazu plotten wir $\frac{|\Delta v|}{v_T}$ über dem Sternabstand r . Für die Teilchengeschwindigkeit benutzen wir die effektive Keplergeschwindigkeit (3.15) (wir nehmen an, daß das Teilchen eine Kreisbahn beschreibt), so daß sich für die Differenz ergibt: $\Delta v = v_K (\sqrt{1 - \beta} - \sqrt{1 - \eta})$.

Die Resultate sind in Abb. 3.5 - 3.7 zu sehen.

Wir erkennen, daß wir uns *in allen drei Systemen für Partikelradien $s \leq 100 \mu\text{m}$ und Sternabstände $r < 100 \text{ AU}$ im Epsteinbereich befinden*. Bei kleineren Teilchen wird die effektive Keplergeschwindigkeit der Schallgeschwindigkeit vergleichbar bzw. größer als diese. Dies gilt allerdings nur, wenn man annimmt, daß das Partikel vor kurzer Zeit mit $v_{K, \text{eff}}$ in das Gas eingeschossen wurde. In Wirklichkeit nehmen sehr kleine Teilchen nach einer gewissen Zeit die Umlaufgeschwindigkeit des umgebenden Gases an, so daß die Geschwindigkeitsdifferenz sehr gering wird (siehe Abschn. 3.2.2). Wir befinden uns also auch in diesem Fall im subsonischen Bereich. Die Diagramme 3.5 - 3.7 stellen eine Obergrenze dar.

Die spitzen Minima resultieren aus der Betragsbildung. Links von ihnen ist die Geschwindigkeitsdifferenz negativ, d.h. $v_{\text{Gas}} > v_{K, \text{eff}} \Leftrightarrow \beta > \eta$ - das Staubteilchen wird geschoben. Rechts von ihnen ist sie positiv, $v_{\text{Gas}} < v_{K, \text{eff}} \Leftrightarrow \beta < \eta$ - das Staubteilchen wird vom Gas abgebremst. Am Ort des Minimums selbst gilt $\beta = \eta$, d.h. Gas und Festkörper laufen gleich schnell um.

Bei manchen Partikeln ist die Korotationszone nicht sichtbar, da sie entweder zu nah beim Stern ($s = 1 \text{ cm}$ bei allen Systemen, $s = 1 \text{ mm}$ beim Solaren Nebel) oder zu weit von ihm entfernt liegt ($s = 30 \mu\text{m}$ bei allen Systemen).

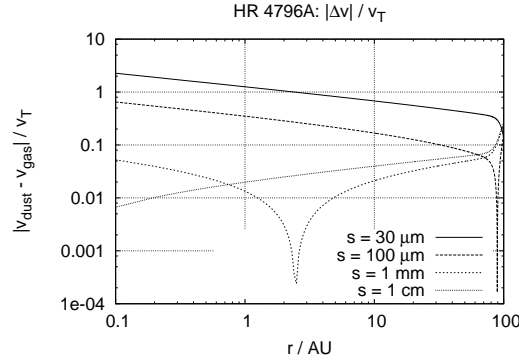


Abbildung 3.5: $|\Delta v|/v_T$ als Funktion des Sternabstandes r für HR 4796A mit verschiedenen Körperradien

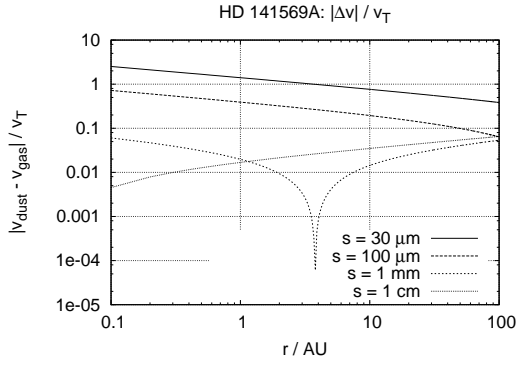


Abbildung 3.6: $|\Delta v|/v_T$ als Funktion des Sternabstandes r für HD 141569A mit verschiedenen Körperradien

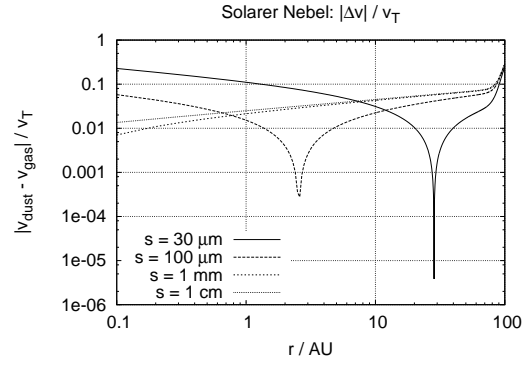


Abbildung 3.7: $|\Delta v|/v_T$ als Funktion des Sternabstandes r für den SN mit verschiedenen Körperradien

3.2 Größenverhältnisse der resultierenden Beschleunigungen

3.2.1 Beschleunigungen als Funktionen des Körperradius

Zur Berechnung der Beschleunigungen nehmen wir an, daß die Staubeilchen kugelförmig sind, daß ihre Masse also

$$m_d = \frac{4}{3}\pi s^3 \rho_{\text{dust}} \quad (3.26)$$

beträgt, mit

$$\rho_d = 1000 \text{ kg m}^{-3}. \quad (3.27)$$

Damit ergeben sich folgende Proportionalitäten:

$$a_{\text{eff,grav}} \propto (1 - \beta); \beta \propto s^{-1} \quad (3.28)$$

$$a_{\text{ph}}(\Upsilon_{\text{wl}}) \propto s^0 \quad (3.29)$$

$$a_{\text{ph}}(\Upsilon_{\text{rad}}) \propto s^{-1} \quad (3.30)$$

$$a_{\text{rad}} \propto s^{-1} \quad (3.31)$$

$$a_D \propto s^{-1} \quad (3.32)$$

Man sieht, daß die effektive Gravitationsbeschleunigung, im Gegensatz zur rein Newton'schen, eine schwache Abhängigkeit von der Teilchengröße/-masse aufweist. Die photophoretische Beschleunigung hingegen ist vollständig unabhängig von der Teilchengröße - solange man den zweiten Term im Nenner von (3.2) vernachlässigt. Vernachlässigt man den ersten, ist sie, wie die Reibungsbeschleunigung, s^{-1} proportional. Die durch den Strahlungsdruck erzeugte Beschleunigung und die Reibungsbeschleunigung sind s^{-1} proportional, wobei dies für die Reibung nur gilt, solange man die Geschwindigkeitsdifferenz $\Delta v = v_{\text{dust}} - v_{\text{gas}}$ konstant hält. In der Realität wird sich Δv in Abhängigkeit von der Teilchengröße zeitlich verändern - siehe Abschn. 3.3.3.

Abb. 3.8 - 3.10 zeigen die aus (effektiver) Gravitation, photophoretischer und Reibungskraft resultierenden Beschleunigungen als Funktionen des Partikelradius für einen Sternabstand von 20 AU. Während es unproblematisch ist, die ersten beiden Kräfte für einen bestimmten Sternabstand darzustellen, muß für die Berechnung der Reibungskraft der Bewegungszustand des Stauteilchens bekannt sein. Hier wurde, wie im vorigen Abschnitt, angenommen, daß das Stauteilchen *in guter Näherung auf einer Kreisbahn umläuft*, und seine Geschwindigkeit daher $v_{\text{K, eff}} = v_{\text{K}} \sqrt{1 - \beta}$ beträgt.

Die Diagramme können folgendermaßen interpretiert werden:

- Die *effektive Gravitationsbeschleunigung* zeigt im Bereich kleiner Partikelradien eine gewisse Abhängigkeit von der Masse (bzw. dem Radius) des Meteoroids. Sie fällt für sehr kleine Radien leicht ab, da die Wirkung des Strahlungsdrucks auf kleine Partikel größer ist ($a_{\text{rad}} \propto s^{-1}$, siehe oben). Im Fall des Solaren Nebels ist diese Abhängigkeit im Diagramm nicht zu erkennen, da die Strahlungsintensität zu gering ist.
- Die *Gasreibungsbeschleunigung* fällt mit wachsendem Körperradius streng monoton ab, bis auf ein einzelnes scharfes Minimum. Die Abnahme resultiert aus der Proportionalität $a_{\text{D}} \propto s^{-1}$, das Minimum bezeichnet den Körperradius, für den $\beta = \eta$ ist und die Reibungsbeschleunigung a_{D} somit Null wird. Man beachte, daß in den Diagrammen der Betrag der Reibungsbeschleunigung dargestellt ist. Links von den Minima ist a_{D} positiv - Körper wird geschoben - rechts davon ist sie negativ - Körper wird vom Gas gebremst. Am Ort des Minimums hat s genau den Wert, für den der Körper bei einem Sternabstand von $s = 20$ AU auf einer stabilen Kreisbahn bleibt (unter Vernachlässigung der Photophorese).
- Die *photophoretische Beschleunigung* ist bei kleinen Körperradien s zunächst wesentlich schwächer als die beiden anderen Kräfte, insbesondere wird sie vernachlässigbar gegenüber der Gasreibung. Sie verläuft anfangs horizontal - dies entspricht dem Bereich, in dem $\Upsilon_{\text{gas}} \ll \Upsilon_{\text{rad}} \ll \Upsilon_{\text{wl}}$ gilt. Ab einem gewissen Körperradius beginnt sie abzunehmen (Υ_{rad} erreicht den Größenordnungsbereich von Υ_{wl}), wird dabei jedoch von der Gasreibung 'eingeholt', bis sie ab einem gewissen Punkt einen vergleichbaren Wert annimmt und parallel zu ihr verläuft - dies liegt daran, daß Υ_{rad} gegenüber den anderen dominant wird und somit $a_{\text{ph}} \propto s^{-1}$ gilt.

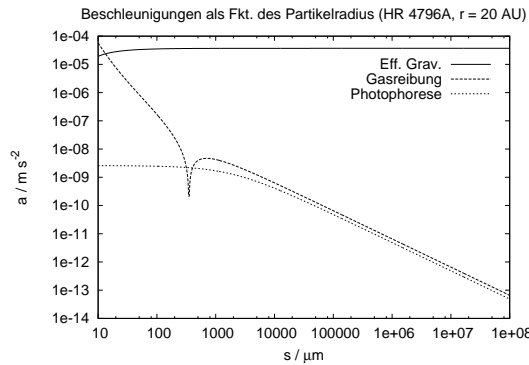


Abbildung 3.8: Beschleunigungen für HR 4796A

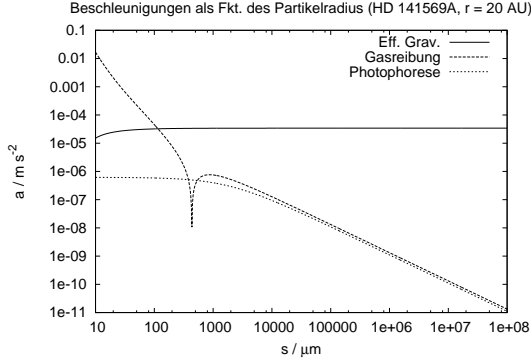


Abbildung 3.9: Beschleunigungen für HD 141569A

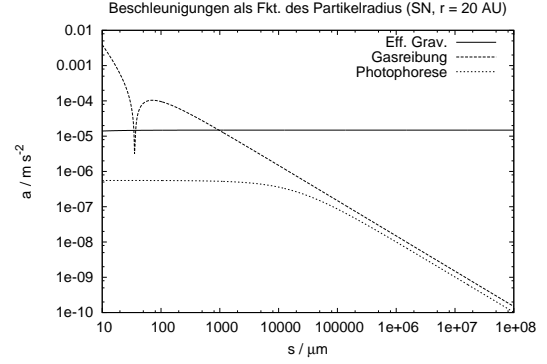


Abbildung 3.10: Beschleunigungen für den Solaren Nebel

Betrachtet man Abb. 3.8 - 3.10, so vermutet man, daß für $s \rightarrow \infty$ die photophoretische und die Reibungskraft immer ähnlich große Werte annehmen. Dies untersuchen wir genauer. Für große s (in dem von Υ_{rad} dominierten Bereich) gilt für den Quotienten $Q := a_{\text{drag}}/a_{\text{phot}}$:

$$Q = 12 \frac{\sigma \epsilon \rho_g T^4 v_T}{I p J_1} v_K (\sqrt{1-\beta} - \sqrt{1-\eta}) \approx 12 \frac{\sigma \epsilon \rho_g T^4 v_T}{I p J_1} v_K (1 - \sqrt{1-\eta}) \quad (3.33)$$

Im der Näherung haben wir davon Gebrauch gemacht, daß $s \rightarrow \infty \Rightarrow \beta \rightarrow 0$ gilt. Q wird dann von s unabhängig. Wir tragen nun Q in Abb. 3.11 als Funktion des Sternabstands mit $s = 1 \text{ m}$ fest auf. Wir sehen, daß das Verhältnis bei HR 4796A und dem SN für $s \geq 80 \text{ AU}$ stark ansteigt, bei HD 141569A jedoch fast konstant bleibt. Dies liegt an der wesentlich größeren Gasscheibe von HD 141569A, die erst bei einigen 100 AU ihren Rand erreicht ($r_{\text{out}}(\text{HD 141569A}) = 370.0$).

Für große Partikelradien und $r < 100 \text{ AU}$ haben photophoretische Kraft und Reibungskraft also Werte, die sich um einen Faktor ≤ 10 unterscheiden. Das bedeutet auch, daß die beiden Kräfte (deren physikalische Ursachen völlig verschiedene sind!) im gleichen Größenbereich anfangen, für die Dynamik unbedeutend zu werden, daß also der Partikelradius, ab dem sie nicht mehr berücksichtigt zu werden brauchen, bei beiden näherungsweise der gleiche ist.

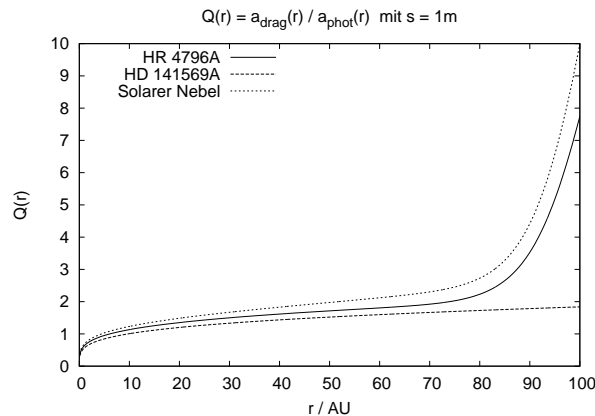


Abbildung 3.11: Verhältnis Reibungsbeschleunigung / phot. Beschleunigung als Funktion des Sternabstands für festen Körperradius $s = 1 \text{ m}$.

Wir können schlußfolgern: Die Photophorese wird das Verhalten des Meteoroids in einem gewissen Größenintervall merklich beeinflussen. Für sehr kleine und sehr große Körper wird sie - im Falle

großer Körper zusammen mit der Gasreibungskraft - vernachlässigbar. In welchem Intervall sie berücksichtigt werden muß, werden wir im nächsten Kapitel ermitteln.

3.2.2 Reibungsbeschleunigung als Funktion der Zeit

Zwischen den radialen Kräften und der Gasreibung existiert ein fundamentaler Unterschied: Während F_{Phot} und F_{rad} nur vom Radius des Staubteilchens und seinem Abstand zum Stern abhängen, ist F_{D} eine Funktion der Geschwindigkeitsdifferenz $\mathbf{v} - \mathbf{v}_g$. Daher können wir sie nicht einfach als Funktion des Abstandes zum Stern darstellen. Ihr Verlauf hängt davon ab, wie schnell und in welche Richtung das Staubteilchen sich bewegt.

Überlegen wir uns also zunächst qualitativ, welches Bewegungsverhalten von dem Staubteilchen zu erwarten ist. In unserem Modell wird es von einem größeren (asteroidenartigen) Körper emittiert, der auf einer Kreisbahn den Stern umläuft. Die Emissionsgeschwindigkeit sei wesentlich kleiner als die Bahngeschwindigkeit, d.h. wir vernachlässigen sie. Auf den großen Mutterkörper hat der Strahlungsdruck praktisch keine Wirkung. Das emittierte Staubteilchen jedoch spürt nur noch die effektive Anziehungskraft des Sterns - seine Bahn wird also von Anfang an eine mehr oder weniger exzentrische Ellipse sein.

Was weiter mit dem Staubteilchen geschieht, hängt von seinem Radius, von seiner Geschwindigkeit relativ zum Gas und von dessen Dichte ab. Es erweist sich als nützlich, die sogenannte **Stopzeit** t_s einzuführen:

$$t_s := \frac{m\Delta v}{|\mathbf{F}_D|} \quad (3.34)$$

t_s ist die Zeit, die das Partikel benötigt, um auf e^{-1} mal die Anfangsgeschwindigkeit abgebremst zu werden, wenn ausschließlich die Reibungskraft wirken würde. Sie soll durch die Größe T_s mit der Dimension 1 ausgedrückt werden:

$$T_s := t_s \Omega_K \quad (3.35)$$

Dabei ist

$$T_s = \frac{T_{ss}}{\sqrt{1 + \Delta v^2/v_T^2}} \quad (3.36)$$

wobei die Wurzel im Nenner die Überschallkorrektur darstellt. Der Unterschall - (Epstein-) Stopzeitparameter T_{ss} ergibt sich zu:

$$T_{ss} = \frac{4\rho_d s v_K}{3\rho_g r v_T} \quad (3.37)$$

mit der Keplergeschwindigkeit $v_K = \sqrt{GM_\star/r}$ und der Materialdichte des Staubteilchens $\rho_d \approx 1000 \text{ kg m}^{-3}$.

Man unterscheidet nun zwei Grenzfälle:

- **Starke Kopplung:** $T_{ss} \ll 1$. In diesem Fall nimmt das Staubteilchen fast augenblicklich, d.h. innerhalb von weniger als einer dynamischen Zeitskala Ω_K^{-1} die Geschwindigkeit des Gases an.
- **Schwache Kopplung:** $T_{ss} \gg 1$. Das Staubteilchen wird von der Gasscheibe nur über längere Zeiträume beeinflusst. Es läuft in guter Näherung auf einer Keplerbahn um. Die Relativgeschwindigkeit beträgt daher näherungsweise $\Delta v \approx v_k (\sqrt{1-\beta} - \sqrt{1-\eta})$.

Es ist klar, daß der erste Fall sehr kleinen Partikelradii ($s \leq 100 \mu\text{m}$), der zweite größeren ($s \geq 1000 \mu\text{m}$) entspricht. Wir erwarten, daß in beiden Extremfällen die Reibungsbeschleunigung gering ist - bei starker Kopplung, weil $\Delta v \approx 0$, bei schwacher, weil die Beschleunigung s^{-1} proportional ist. Das Maximum sollte in der Mitte zwischen beiden Extrema, d.h. bei $T_{ss} \approx 1$ liegen.

Betrachten wir nun, wie sich verschieden große Staubteilchen verhalten, wenn sie mit Keplereschwindigkeit in das Gas eingeschossen werden. Zur Integration der Bewegungsgleichungen benutzen wir den RADA-Algorithmus, siehe 5.1. Es werden jetzt nur Gravitation und Reibungskraft berücksichtigt, wir ignorieren Strahlungsdruck und Photophorese. Abb. 3.12 zeigt den Sternabstand der bei $r = 10$ AU gestarteten Teilchen als Funktion der Zeit. Man erkennt, daß sehr große und sehr kleine relativ stabil umlaufen, während mittelgroße rasch kinetische Energie verlieren und in den Stern stürzen. Dies entspricht unseren Erwartungen. In folgender Tabelle sind die dimensionlosen Stopzeiten der Teilchen aufgelistet:

s	1 cm	1 mm	300 μm	1 μm
T_{ss}	136	12	3	0.01

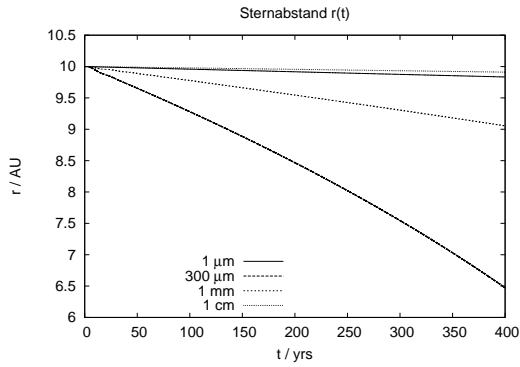


Abbildung 3.12: Sternabstände als Funktion der Zeit

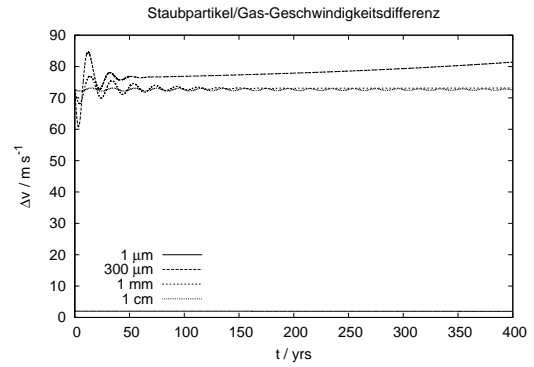


Abbildung 3.13: $(v_{\text{dust}} - v_{\text{gas}})/\text{m s}^{-1}$

Als nächstes untersuchen wir, wie sich die Relativgeschwindigkeiten Δv zwischen Partikeln und Gas mit der Zeit ändern (Abb. 3.13). Man sieht, daß das stark gekoppelte Partikel mit $s = 1 \mu\text{m}$ in der Tat von dem Gas 'mitgenommen' wird - bei ihm fällt die Relativgeschwindigkeit sofort auf einen sehr kleinen Wert. Bei den beiden größten führt Δv einige gedämpfte Schwingungen aus um sich dann auf nahezu den gleichen Wert einzupendeln, während es bei dem mittleren Teilchen mit $s = 300 \mu\text{m}$ nach einigen anfänglichen Schwingungen stetig ansteigt. Beim Vergleich mit der vorherigen Grafik wird klar, wieso: Das Staubteilchen fällt rasch auf den Stern zu, wobei seine Geschwindigkeit - und damit auch Δv - rasch anwächst.

Was den Zeitverlauf der tatsächlichen Reibungsbeschleunigung, die die Partikel erfahren, angeht, erleben wir jedoch eine Überraschung (Abb. 3.14).

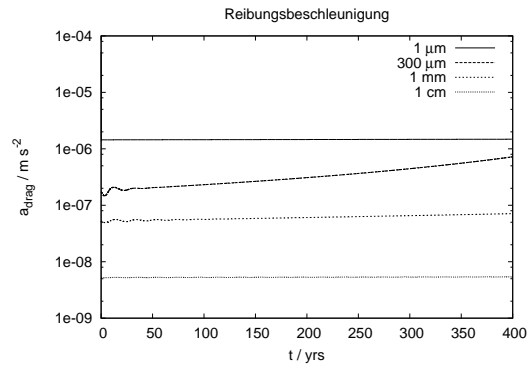


Abbildung 3.14: Auf die Partikel wirkende Reibungsbeschleunigungen

Man würde intuitiv erwarten, daß diese ebenfalls bei $s = 300 \mu\text{m}$ am größten und bei relativ großen (cm) und kleinen (μm) sehr gering ist. Stattdessen wächst die Reibungskraft stetig mit abnehmendem Partikelradius an. Wie ist das zu erklären? Betrachten wir nochmal Abb. 3.12. Wir sehen,

daß das größte und das kleinste Partikel relativ ungestört umlaufen (obwohl sie natürlich ebenfalls allmählich Bahnenergie verlieren). Bei dem größten ist der Fall klar - a_{drag} ist proportional s^{-1} , die Beschleunigung ist klein, das Partikel (oder eher 'Körper' bei $s = 1 \text{ cm}$) bleibt auf seiner Bahn. Nimmt s nun ab, wächst die Reibungsbeschleunigung, die Teilchen trudeln immer schneller in Richtung Stern, bis der Bereich starker Kopplung mit $T_{\text{ss}} \ll 1$ erreicht ist. Hier geht die Relativgeschwindigkeit gegen Null, aber die Reibungsbeschleunigung ist am höchsten. Mathematisch läßt sich das leicht nachvollziehen: Beim Übergang von $s = 1 \text{ cm}$ zu $s = 1 \mu\text{m}$ hat Δv um einen Faktor von ca. 30 abgenommen, aber s ist um 4 Zehnerpotenzen verkleinert worden - $a_{\text{drag}} \propto \Delta v/s$ (Epsteinfall, da Δv sehr klein) sollte also auf das ca. 300-fache angewachsen sein. Wie läßt sich das physikalisch verstehen? Das $s = 1 \mu\text{m}$ - Partikel wird zwar von der Gasströmung mitgenommen, aber das bedeutet nicht, das es keine Beschleunigung erfährt. Anders als ein Holzstück, das in einem Fluß schwimmt, erfährt es ja nicht nur die Kraft des Mediums, in dem es sich befindet, sondern auch noch die Anziehungskraft des Sterns. Aus Abb. 3.12 wissen wir, daß es in guter Näherung *auf der Keplerumlaufbahn bleibt, obwohl seine Geschwindigkeit nahezu der des Gases entspricht, also sub-Kepler'sch ist*. Damit es auf seiner Bahn bleiben kann, muß das Gas ständig eine Kraft auf es ausüben. Je kleiner das Teilchen, desto größer ist die Differenz zwischen seiner tatsächlichen Umlaufgeschwindigkeit und der (ungestörten) Keplergeschwindigkeit. Das kleinste Partikel muß von dem Gas, in dem es 'schwimmt', andauernd beschleunigt werden, damit es seine Bahn und Geschwindigkeit beibehält. Dies entspricht der Beschleunigung, die eine feste Oberfläche auf ein darauf liegendes Objekt ausübt: sie unterstützt es gegen die Schwerkraft.

Kapitel 4

Semianalytische Näherungslösung

4.1 Einführung

Unser Problem besteht darin, folgende Differentialgleichung zu lösen:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -G \frac{m_d M_\star (1 - \beta)}{r^3} \mathbf{r} + \mathbf{F}_{\text{phot}} + \mathbf{F}_D \quad (4.1)$$

Hierzu stellen wir in diesem Kapitel ein halbanalytisches Näherungsverfahren vor. Wir zerlegen Gl. 4.1 in ihre radiale und azimuthale Komponente:

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{v_K^2}{r} [1 - \beta - \chi] - \frac{v_K v_r}{T_s r} \quad (4.2)$$

$$\frac{d(rv_\theta)}{dt} = -\frac{v_K}{T_s} (v_\theta - v_g) \quad (4.3)$$

Dabei ist $\mathbf{v} = (v_r, v_\theta)$ die Partikelgeschwindigkeit in radialen Koordinaten. $\chi = F_{\text{phot}}/F_G$ ist das Verhältnis von photophoretischer zur Gravitationskraft. Die erste Gleichung wurde durch m_d dividiert, so daß sie die Einheit *Kraft pro Masse* hat. Die zweite wurde durch m_d dividiert und mit r multipliziert, wodurch sie die Änderung des *Drehimpulses pro Masse* angibt.

Wir nehmen nun an, daß die Teilchen in guter Näherung auf Kreisbahnen umlaufen. Die große Halbachse verändert sich während eines Umlaufs nicht erheblich. Dies bedeutet, daß η , $\Delta v_\theta/v_K = (v_\theta - v_g)/v_K$, und $v_r/v_K \ll 1$ sein müssen. Wir können in 4.2 und 4.3 die Näherung $d/dt \approx v_r \partial/\partial r \Leftrightarrow \partial/\partial t = 0$ machen, da Geschwindigkeit und Drehimpuls nun nicht mehr explizit zeitabhängig sind. Unter Vernachlässigung aller Terme zweiter Ordnung von η , $\Delta v_\theta/v_K$, und v_r/v_K ergibt sich aus Gl. 4.3:

$$\Delta v_\theta = -T_s \frac{v_r}{2} \quad (4.4)$$

und aus 4.2:

$$v_K(\beta + \chi - \eta) + 2\Delta v_\theta - \frac{v_r}{T_s} = 0 \quad (4.5)$$

Und durch Einsetzen von 4.4 in 4.5:

$$v_r = \frac{\beta + \chi - \eta}{T_s + T_s^{-1}} v_K \quad (4.6)$$

Im Epstein-Bereich kann $T_s \approx T_{ss}$ gesetzt werden. $T_{ss} = (4\rho_d s v_K)/(3\rho_g r v_T)$ ist keine Funktion der Geschwindigkeit. $r(t)$ - der Sternabstand des Teilchens als Funktion der Zeit - kann dann aus 4.6 durch einfaches numerisches Integrieren gelöst werden.

Wir stellen nun zunächst eine Hypothese bezüglich des Verhaltens der Partikel auf, dann vergleichen

wir sie mit den aus Gl. 4.6 berechneten $r(t)$ -Kurven. Im nächsten Kapitel lösen wir dann die Differentialgleichung 4.1 numerisch. Wir werden sehen, daß die numerischen Integrationsergebnisse mit den aus 4.6 berechneten in guter Näherung übereinstimmen.

4.2 Hypothese

Bevor wir die Berechnungsergebnisse diskutieren, überlegen wir uns, welches Verhalten der Staubteilchen wir erwarten. Wir formulieren folgende Hypothese:

Die Teilchen wandern bis zum Abstand des Kräftegleichgewichts und verweilen dort auf Kreisbahnen.

Dies soll im Folgenden begründet werden.

Lassen wir die Photophorese außer acht, können wir zwei Situationen unterscheiden:

- $\beta > \eta$: Das Staubpartikel läuft langsamer um als das Gas. Es wird also ständig geschoben und wandert deshalb nach außen.
- $\beta < \eta$: Es läuft schneller als das Gas, wird abgebremst und wandert nach innen.

Was geschieht, ist klar: Das Partikel verändert seinen Bahnradius so lange, bis $\beta = \eta$ gilt, d.h. bis es genau mit der gleichen Geschwindigkeit umläuft wie das Gas. Es befindet sich dann auf einer stabilen Kreisbahn.

Beziehen wir die photophoretische Kraft in unsere Betrachtungen mit ein, lässt sich genau die gleiche Überlegung anstellen.

- Unabhängig davon, bei welchem Radius r_0 sie gestartet werden, wandern die Partikel so lange nach außen oder innen, bis sie die Korotationszone erreichen - d.h., bis ihre Umlaufgeschwindigkeit der des Gases entspricht und die Reibungskraft verschwindend gering wird. Sie laufen dann auf Kreisbahnen um und bleiben auf diesen.
- Der Radius der Korotationszone berechnet sich aus der Überlegung, daß ein Staubteilchen genau dann eine Kreisbahn beschreibt, wenn anziehende und (in seinem eigenen Bezugssystem) abstoßende Kräfte sich die Waage halten. Dabei tragen wir der photophoretischen Kraft Rechnung, indem wir die (effektive) Gravitation um sie vermindern:

$$a_{G, \text{eff}}(R) - a_{\text{phot}}(r) = a_{\text{Zentrip}}(r) = \frac{v^2(r)}{r} = \frac{v_K^2(r) (1 - \eta(r))}{r} \quad (4.7)$$

Im zweiten Schritt haben wir für die Umlaufgeschwindigkeit des Staubteilchens die Gasgeschwindigkeit eingesetzt. Hieraus ergibt sich:

$$r_{\text{stab}}(s) = \frac{v_K^2(r_{\text{stab}}) (1 - \eta(r_{\text{stab}}))}{a_{G, \text{eff}}(r_{\text{stab}}, s) - a_{\text{phot}}(r_{\text{stab}}, s)} \quad (4.8)$$

Dies ist identisch zu

$$\beta + \chi - \eta = 0 \iff v_r = 0, \quad (4.9)$$

was sich wie folgt beweisen läßt:

$$\frac{1 - \eta}{1 - \beta - \chi} = 1 \Rightarrow r_{\text{stab}} = r_{\text{stab}} \frac{1 - \eta}{1 - \beta - \chi} \quad (4.10)$$

und mit $v_K^2/r = a_G$ ergibt sich

$$r_{\text{stab}} = \frac{v_K^2}{a_G} \frac{1 - \eta}{1 - \beta - \chi} \quad (4.11)$$

was zu Gl. 4.8 identisch ist.

Es ist übrigens auch möglich, die Lösung von 4.8 in der Form $s_{\text{stab}}(r)$ zu schreiben, da die Kurven streng monoton fallend sind. Davon werden wir in Kap. 6 Gebrauch machen, wenn wir Näherungslösungen in Form von Potenzfunktionen suchen.

In Abb. 4.1, 4.3, 4.4) sind die numerisch berechneten Lösungen von Gl. 4.8 für die drei Systeme HR 4796A, HD 141569A und Sol als Funktionen des logarithmierten Partikelradius' aufgetragen. Dabei wurde r_{stab} jeweils einmal ohne photophoretische Kraft, einmal nur unter Berücksichtigung von Υ_{wl} in Gl. 3.3, und einmal unter Verwendung des kompletten Ausdrucks 3.2 berechnet.

Man sieht, daß die photophoretische Kraft eine stabilisierende Wirkung auf Partikel mit $s \geq 1 \text{ mm}$ ausübt: Ohne sie können nur Partikel bis zu einer gewissen, von der Dichtefunktion der Scheibe abhängigen Maximalgröße auf stabilen Bahnen umlaufen - dies ist das in Abschn. 2.3.2 angesprochene Problem. Die Photophorese 'schiebt' die $r_{\text{stab}}(\log s)$ -Kurven nach oben. Benutzt man nur den ersten Term im Nenner von 3.2, verlaufen den Kurven ab einem gewissen Partikelradius sogar parallel zur s -Achse. Dies ist dadurch zu erklären, daß die 'gekürzte' photophoretische Beschleunigung 3.7 vom Partikelradius unabhängig ist.

Die mit vollständigem Kraftgesetz berechneten Kurven fallen zwar mit wachsendem s ab, tun dies jedoch langsamer als die r_{stab} -Kurven ohne Photophorese. Der maximale Partikelradius, bis zu dem stabile Umlaufbahnen möglich sind, wird deutlich zu größeren Werten hin verschoben. Hier könnte die Lösung für obengenanntes Problem liegen.

In den nächsten Abschnitten werden wir sehen, ob sich die Kurven aus Abb. 4.1, 4.3, 4.4 durch Berechnung der tatsächlichen Sternabstand-Zeit-Kurven $r(t)$ reproduzieren lassen.

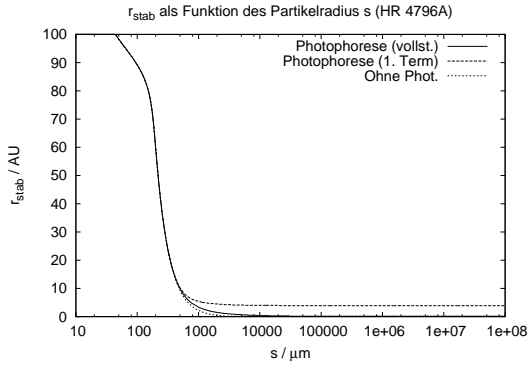


Abbildung 4.1: Radien stabiler Kreisbahnen $r_{\text{stab}}(s)$ als Funktion des Körperradius s für das System HR 4796A

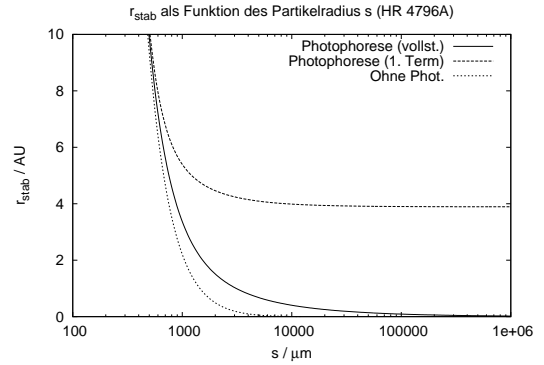


Abbildung 4.2: Ausschnitt von Abb. 4.1

4.3 Berechnungsergebnisse - Hypothese wird bestätigt

4.3.1 Integration

Wir integrieren nun über Gl. 4.6:

$$r(t) = \int_0^t \frac{\beta + \chi - \eta}{T_s + T_s^{-1}} v_K \, d\hat{t} \quad (4.12)$$

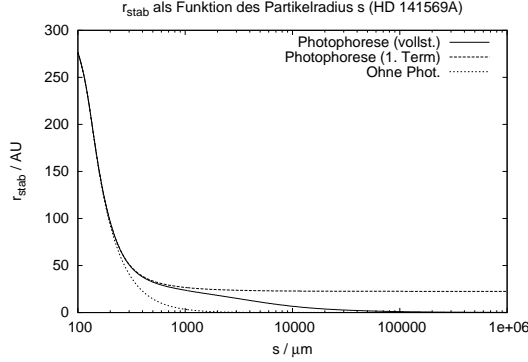


Abbildung 4.3: $r_{\text{stab}}(s)$ für HD 141569A

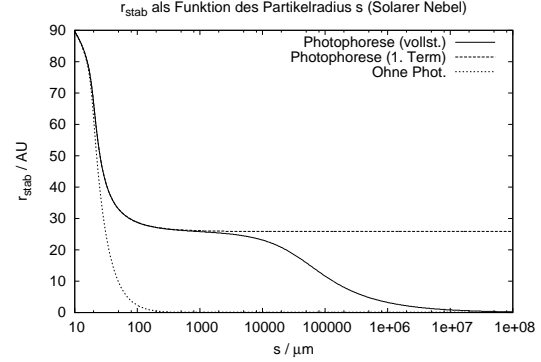


Abbildung 4.4: $r_{\text{stab}}(s)$ für den SN

Das Integral kann numerisch problemlos berechnet werden. Um zu ermitteln, ob und wenn ja, wie sich die Umlaufbahnen von Staubpartikeln unter Einwirkung der photophoretischen Kraft ändern, berechnen wir sie zuerst ohne, dann mit Photophorese. Abb. 4.5 zeigt die resultierenden $r(t)$ -Kurven für das System HR 4796A mit und ohne photophoretischer Kraft. Man erkennt sofort, daß die Photophorese die Stabilitätsradien deutlich vergrößert.

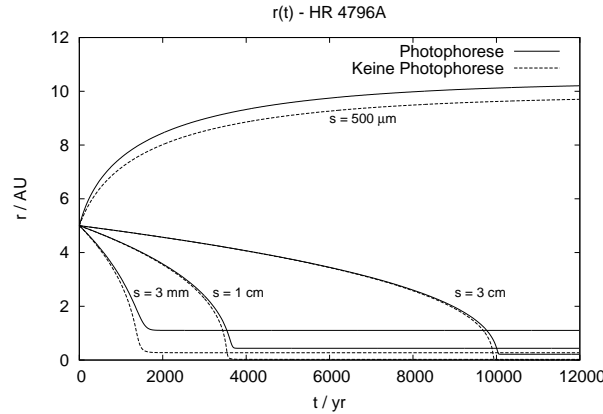


Abbildung 4.5: Sternabstand $r(t)$ als Funktion der Zeit für das System HR 4796A für vier unterschiedliche Partikelradien. Man erkennt, daß die Stabilitätsradien durch die Photophoretische Kraft nach außen geschoben werden.

Die Zeit, die die Meteoroiden benötigen, um stabile Umlaufbahnen zu erreichen, liegt für die betrachteten Meteoroiden und den Anfangsradius $r(t=0) = 5$ AU bei $\sim 10^4$ Jahren - sie ist also um rund zwei Größenordnungen kleiner als das Systemalter. In Kapitel 6 werden wir noch genauere Zeitskalenuntersuchungen anstellen.

Der Stabilitätsabstand vom Stern ist, wie erwartet, ausschließlich eine Funktion des Körperradius. Er hängt nicht von der anfänglichen Umlaufbahn ab - siehe Abb. 4.6. Im nächsten Kapitel - numerische Integration der Bewegungsgleichung - werden wir sehen, daß dies auch gilt, wenn die Anfangsbahnen unterschiedliche Exzentrizitäten haben, da sie rasch von der Gasreibung zirkularisiert werden.

4.3.2 Vergleich mit Hypothese

Wir möchten nun die Berechnungsergebnisse mit unserer Hypothese aus Abschn. 4.2 vergleichen. Dazu tragen wir die durch Integration von 4.12 ermittelten Stabilitätsradien in die aus Gl. 4.8 berechneten $r_{\text{stab}}(s)$ -Diagramme ein. Abb. 4.7, 4.8 und 4.9 zeigen die Ergebnisse für die drei Modelle. Die Hypothese wird offensichtlich bestätigt - die Stabilitätspunkte liegen auf den Kurven.

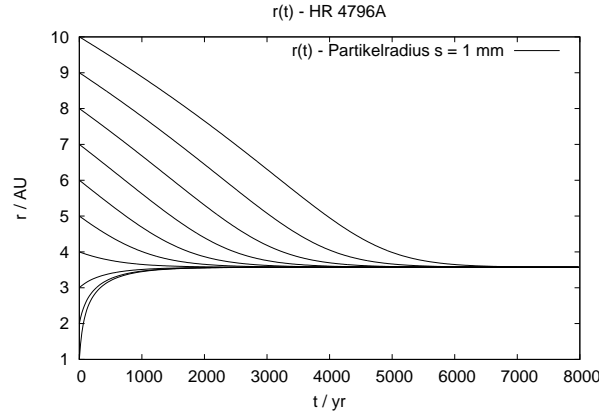


Abbildung 4.6: Ein Körper mit dem Radius $s = 1$ mm startet bei unterschiedlichen Sternabständen. Der Endzustand - Kreisbahn mit Radius $r = 3.57$ AU - hängt nicht von der Anfangsbahn ab.

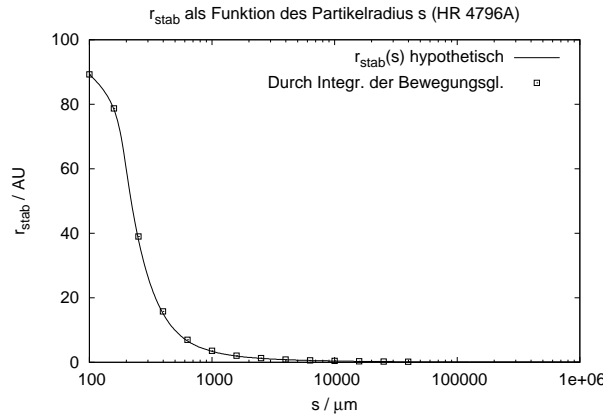


Abbildung 4.7: Überlagerung der aus 4.8 berechneten $r_{\text{stab}}(s)$ -Kurven mit den durch semianalytische Integration der Bewegungsgleichung gewonnenen Radien für HR 4796A

Für wachsendes s gehen die Stabilitätsradien gegen Null. Wir stellen uns die Frage, ab welchem Körperradius die stabile Kreisbahn so nahe am Stern liegt, daß der Meteoroid verdampft und deshalb zur Planetenbildung nicht mehr beitragen kann. Wir übernehmen die kritische Temperatur, bei der vollständige Evaporation stattfindet, von Lissauer und de Pater (siehe [50], Abschn. 12.4.3, S. 450): $T_{\text{krit}} = 2000$ K. Mit Gl. 2.30 ergeben sich hieraus die kritischen Bahnraden r_{krit} und durch Lösen von Gl. 4.8 entsprechend die kritischen Partikelradien s_{krit} .

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
$r_{\text{krit}}/\text{AU}$	0.088	0.091	0.019
$s_{\text{krit}}(\text{mit Photophorese})$	13.2 cm	2.14 m	8.34 km (!)
$s_{\text{krit}}(\text{ohne Photophorese})$	5.3 mm	6.5 mm	1.2 mm

Die Unterschiede zwischen kritischen Partikelgrößen mit und ohne Photophorese sind enorm! Am größten sind sie im Fall des Solaren Nebels (~ 7 Zehnerpotenzen !). Dies liegt natürlich daran, daß die Gasdichte des Kyoto-Modells sehr hoch, die Sonnenleuchtkraft aber im Vergleich mit den beiden anderen Systemen relativ niedrig ist. Daher erfahren die Partikel nur einen geringen Strahlungsdruck, der sie gegen die Gasreibung unterstützt. Der hohe Druck sorgt aber für eine äußerst starke photophoretische Kraft. Man kann sagen, daß Systeme wie der MMSN (schwache Leuchtkraft, hohe Gasdichte) *Photophorese-dominiert* sind, während Systeme wie HR 4796A (hohe Leuchtkraft, niedrige Gasdichte) *Strahlungsdruck-dominiert* sind.

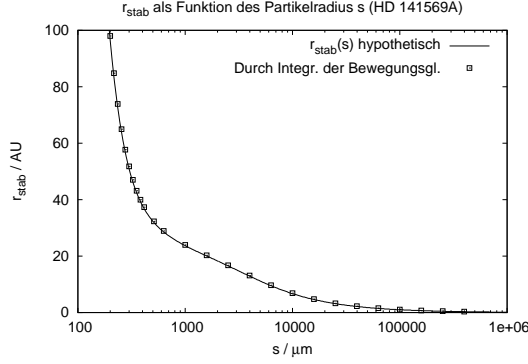


Abbildung 4.8: Entsprechend für HD 141569A

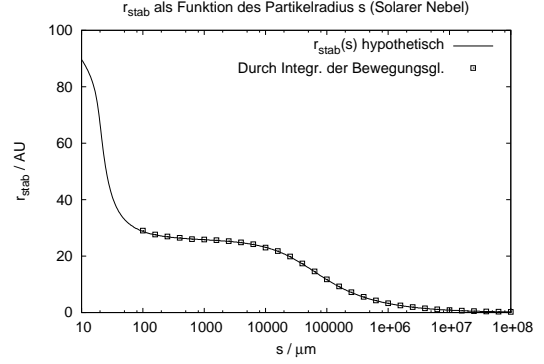


Abbildung 4.9: Entsprechend für den SN

Wir ermitteln nun, in welchem Größenintervall die Photophorese zur Beschreibung der Dynamik überhaupt berücksichtigt werden sollte. Wie wir schon im vorigen Kapitel erschlossen haben, dominiert sie in einem gewissen intermediären Größenbereich, da weder sehr kleine, noch sehr große Körper von ihr nennenswert beeinflusst werden. Die Obergrenze stimmt dabei größenordnungsmäßig mit der der Gasreibungskraft überein.

Das Kriterium für die Größenuntergrenze s_{\min} der Photophorese ist einfach zu finden: es ist identisch mit dem Punkt, in dem die ohne Photophorese berechnete $r_{\text{stab}}(s)$ -Kurve von der mit Photophorese berechneten abzweigt (erster Gabelungspunkt links oben in Abb. 4.1 - 4.4). Das Kriterium für die Größenobergrenze ist schwieriger zu definieren, da sich die Stabilitätsradien in diesem Bereich zwar stark unterscheiden, die tatsächlich von den Körpern durchlaufenen Bahnen aber über lange Zeit hinweg übereinstimmen, da die photophoretische Beschleunigung sehr niedrig ist. Als praktisches Arbeitskriterium definieren wir:

Die Obergrenze des Partikelgrößenbereichs, in dem die Photophorese dominiert, ist der Körperradius s_{\max} , bei dem sich die Bahnkurven zweier bei $r_0 = 10$ AU gestarteter Körper nach 3×10^6 yrs um weniger als 10^{-3} AU unterscheiden.

Damit ergeben sich die Größenintervalle zu:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
s_{\min}	300 μm	146 μm	19 μm
s_{\max}	1 m	160 m	4 km

Wie zu erwarten, ist das Intervall bei HR 4796A am kleinsten (~ 4 Zehnerpotenzen), bei Sol am größten (~ 8 Zehnerpotenzen).

Kapitel 5

Numerische Integration der Bewegungsgleichung

5.1 Einführung

Wir lösen nun die Differentialgleichung 4.1 numerisch und vergleichen die Ergebnisse mit denen des halbanalytischen Verfahrens aus dem vorigen Abschnitt.

Hierzu benutzen wir den numerischen RADA-Integrator. Er löst himmelsmechanische Probleme mit beliebigem Kraftgesetz. Eingangswerte sind entweder Ort und Geschwindigkeit, oder aber die Bahnelemente zum Zeitpunkt $t = 0$. Ausgegeben werden $\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}$ sowie die (oskulierenden) Bahnelemente im Laufe der Zeit.

Bei der Herleitung der Gleichung 4.6 machten wir die Annahme, daß die Meteoroiden den Stern stets in guter Näherung auf Keplerkreisbahnen umlaufen, und die Bahnparameter sich während eines einzelnen Umlaufs nur unwesentlich ändern. Um die Gleichung 4.6 in einen expliziten Ausdruck zu verwandeln, ersetzten wir die Stopzeit T_S durch die subsonische Stopzeit T_{SS} , was nur im Epsteinbereich ($v \ll v_T$) eine gute Näherung darstellt. Diese Einschränkungen sind nun nicht mehr notwendig. Insbesondere können wir mit dem numerischen Algorithmus Bahnen mit beliebiger Exzentrizität berechnen. Die Abweichungen der numerisch berechneten Kurven $r(t)$ von den halbanalytisch ermittelten werden ein Maß dafür sein, wie gut die hinter der Herleitung von 4.6 steckenden Annahmen waren.

Um die Bewegungsgleichung numerisch zu lösen, müssen die Anfangsbedingungen $\mathbf{r}(t = 0)$, $\dot{\mathbf{r}}(t = 0)$ bekannt sein. Wir gehen davon aus, daß die Partikel nicht aus dem Urnebel stammen, sondern sekundär von Planetesimalen emittiert wurden: Sie starten auf Kreisbahnen mit der Kepler Geschwindigkeit $v_K = \sqrt{GM_*/r}$. Wie wir allerdings schon im vorigen Abschnitt gesehen haben, ist dies unwesentlich - dank Reibungskraft 'vergisst' das System die Anfangsdaten, das Langzeitverhalten ist von Ort und Geschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 0$ nicht abhängig.

5.2 Simulation - Vergleich mit halbanalytischen Ergebnissen

Wir vergleichen nun die rein numerisch berechneten $r(t)$ -Kurven mit den halbanalytisch ermittelten. In Abb. 5.1 sind mit beiden Methoden berechnete überlagert (für das System HR 4796A). Man beobachtet, daß sie am stärksten voneinander abweichen, wenn die Radialgeschwindigkeit $\dot{r} = v_r$ am größten ist. Dies ist nicht erstaunlich, da die Abweichung von der Kreisbahn dann maximal ist.

Beim Erreichen der Stabilitätsradien fallen die Bahnen wieder zusammen, da die Gleichgewichtsbedingung $\beta + \chi - \eta = 0$ identisch ist mit $F_{G,\text{eff}} - F_{\text{ph}} - F_{\text{zentrip}} = 0 \wedge v_\theta = v_g$.

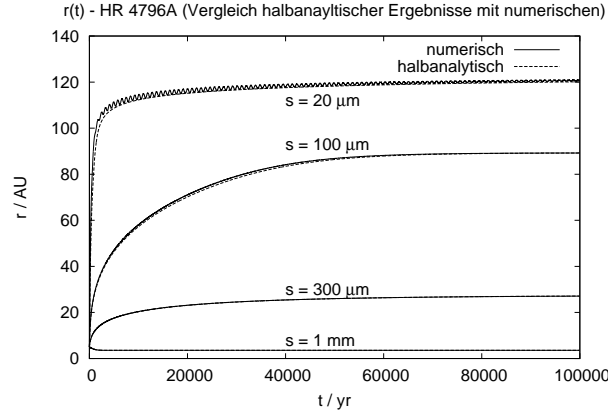


Abbildung 5.1: Vergleich halbanalytisch berechneter $r(t)$ -Kurven mit numerisch berechneten. (Modell: HR 4796A)

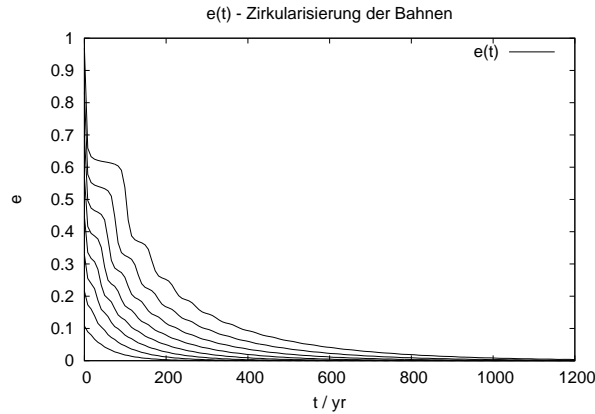


Abbildung 5.2: Zeitliches Abklingen der Exzentrizitäten der Bahnen von Partikeln mit Radius $s = 1 \text{ mm}$ ($r_{t=0} = 10 \text{ AU}$)

Ein interessantes Verhalten, das sich mit dem halbanalytischen Verfahren nicht reproduzieren läßt, da es auf stark elliptischen Bahnen beruht, zeigen die kleinsten Partikel ($s \leq 20 \mu\text{m}$). Sie führen gedämpfte Oszillationen um ihre Stabilitätsabstände am Rand der Gasscheibe aus. Dies liegt daran, daß die Exzentrizität der Umlaufbahnen, sobald der Scheibenrand erreicht wird, zunächst anwächst. Die Partikel beschreiben also Ellipsen, deren Apoastron und Periastron außerhalb bzw. innerhalb der Gasscheibe liegen. Jedesmal wenn das Teilchen das Periastron durchläuft, dämpft die Gasreibung die Exzentrizität, daher nehmen die Schwingungen mit der Zeit ab.

Die Erhöhung der Exzentrizität nach Erreichen des Scheibenrandes beruht auf folgendem Mechanismus (siehe [80]): Bei sehr kleinen Partikeln liegt starke Kopplung vor, d.h. sie werden vom Gas mitgenommen. Am Rand der Gasscheibe fällt die Dichte rasch ab, daher kommt die Reibungskraft plötzlich zum Erliegen, wenn das Teilchen r_{out} erreicht. Es wird auf eine Kepler'sche Ellipsenbahn mit der Exzentrizität $e = (\beta - \eta)/(1 - \beta)$ katapultiert (für die kleinen Partikel, die den äußeren Rand der Gasscheibe erreichen, ist die Photophorese vernachlässigbar). Jedesmal, wenn es das Perizentrum seiner Bahn durchläuft, erhält es einen leichten 'Rückenstoß' von der Gasreibungskraft, da $\beta \ll \eta$ gilt. Dadurch wandert das Perizentrum langsam nach außen. Die Exzentrizität verändert

sich dabei so, daß im Perizentrum immer $e = (\beta - \eta)/(1 - \beta)$ erfüllt ist und die Teilchengeschwindigkeit somit der Gasgeschwindigkeit entspricht. Da η mit r anwächst, sinkt die Exzentrizität immer weiter, bis das Teilchen eine Kreisbahn beschreibt ($e = 0$). Die Dichte nimmt nach außen hin ab - daher geht die Dämpfung immer langsamer vonstatten. Die zeitliche Entwicklung von großer Bahnhalfachse und Exzentrizität zweier Teilchen mit $s = 8 \mu\text{m}$ und $s = 100 \mu\text{m}$ ist in Fig. 7 in [80] (p. 998) dargestellt.

Im inneren Bereich der Gasscheibe werden die Teilchenbahnen jedoch schnell zirkularisiert. Abb. 5.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Exzentrizitäten von ursprünglich auf einer stark elliptischen Bahnen umlaufenden Teilchen mit $s = 1 \text{ mm}$. Man kann sich vorstellen, daß sie von Körpern mit den Eigenschaften langperiodischer Kometen emittiert wurden.

Kapitel 6

Interpretation der Ergebnisse

6.1 Freiheitsgrade

In diesem Kapitel wollen wir anhand der bisher gewonnenen Erkenntnisse untersuchen, welches kollektive Verhalten ein scheibenförmiges Ensemble von Meteoroiden im Orbit um einen Stern unter Einwirkung aller betrachteten Kräfte aufweisen wird. Dabei vernachlässigen wir Wechselwirkungen zwischen den Körpern - insbesondere sollen keine Agglomerations-/Fragmentationsprozesse stattfinden.

Das Verhalten der zirkumstellaren Staubscheiben läßt sich prinzipiell nach zwei Kriterien untersuchen:

- Nach der *räumlichen Verteilung*, daß sich einstellt, nachdem alle Körper ihre stabile Umlaufbahn erreicht haben. Diese Information ist vollständig in der Funktion $r_{\text{stab}}(s)$ enthalten.
- Nach der *zeitlichen Dynamik*, die beschreibt, wie sich das System zu seiner Stabilitätsverteilung hinentwickelt. Wir erhalten sie, indem wir die Bewegungsgleichung lösen.

Zuerst werden wir den ersten Punkt untersuchen, und uns überlegen, wie die Systemparameter (Sternleuchtkraft/-masse, Gasdichteverlauf, Scheibengröße) sich auf die stabile Materieverteilung auswirken. Dann untersuchen wir das zeitliche Verhalten - wir möchten wissen, wie sich die Staubscheiben zum Gleichgewichtszustand hinentwickeln.

6.2 Stabile Materieverteilung

6.2.1 Approximation durch Potenzfunktionen

Wir wollen nun untersuchen, wie sich die Systemparameter auf den Verlauf der Kurven $r_{\text{stab}}(s)$ auswirken. Hierzu leiten wir zwei Potenzfunktionen her, die den Kurvenverlauf für kleine und große Partikelradien s annähern.

Für kleine Radien läßt sich χ schreiben als (siehe Gl. 3.10):

$$\chi = \mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{wl}}) \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^q \quad (6.1)$$

Entsprechende Ausdrücke für β und η lauten:

$$\beta = \mathcal{B} \times \left(\frac{s}{1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \quad (6.2)$$

und

$$\eta = \mathcal{E} \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} \quad (6.3)$$

Die Gleichung für $r_{\text{stab}}(s)$ läßt sich schreiben als:

$$\beta + \chi - \eta = 0 \quad (6.4)$$

Durch Einsetzen von 6.1 - 6.3 in 6.4 erhält man eine Gleichung, die sich explizit nach s auflösen läßt:

$$\frac{s_{\text{stab, small}}(r)}{1 \mu\text{m}} = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{E} \times (r [\text{AU}])^{1/2} - \mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{wl}}) \times (r [\text{AU}])^q} \quad (6.5)$$

Diese Formel erlaubt es also, zu jedem vorgegebenen Sternabstand r den Radius der Körper, die bei diesem Abstand auf stabilen Kreisbahnen umlaufen, zu berechnen.

Entsprechend läßt sich für große Körperradien χ schreiben als:

$$\chi = \mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) \times \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{q+3/2} \left(\frac{s}{1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \quad (6.6)$$

woraus sich, wie oben, ableiten läßt:

$$\frac{s_{\text{stab, large}}(r)}{1 \mu\text{m}} = \frac{\mathcal{B} \times (r [\text{AU}])^{-1/2} + \mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) \times (r [\text{AU}])^{q+1}}{\mathcal{E}} \quad (6.7)$$

Vernachlässigt man die Photophorese ($\mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{wl}}) = \mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) = 0$), so fallen die beiden Kurven zusammen: $s_{\text{stab, small}} = s_{\text{stab, large}}$.

Abb. 6.1 - 6.4 zeigen, wie die Kurven $r_{\text{stab}}(s)$ durch 6.5 und 6.7 approximiert werden. Wir erkennen drei Bereiche:

- *Der äußere Bereich*, in dem die $r_{\text{stab}}(s)$ -Kurve nach links abknickt, weil die Gasdichte rasch abfällt. Dieser Abschnitt kann natürlich nicht von der Potenzfunktion wiedergegeben werden, da die Abbruchfunktion $A(r)$ in die Berechnung von $\chi(r)$ nicht mit eingegangen ist (dies ist auch die Voraussetzung für die explizite Auflösbarkeit von $s_{\text{stab}}(r)$). Für $r \geq r_{\text{out}}$ entspricht der Verlauf von Gl. 6.5 dem Verlauf von $r_{\text{stab}}(s)$, wenn man das reine Hayashi-Modell (ohne Abbruchterm) benutzt.
- *Der Υ_{wl} -dominierte Bereich*, in dem Gl. 6.5 den Kurvenverlauf approximiert. Hier ist es möglich, in der photophoretischen Kraft 3.2 alle Terme bis auf Υ_{wl} zu vernachlässigen, wie in der Arbeit von Krauss und Wurm ([39]).
- *Der Υ_{rad} -dominierte Bereich*, in dem Gl. 6.7 den Kurvenverlauf approximiert. In diesem Abschnitt können in der photophoretischen Kraft alle Terme bis auf Υ_{rad} vernachlässigt werden.

Zwischen dem zweiten und dritten Abschnitt existiert ein Intervall, in dem weder 6.5 noch 6.7 die Kurve mit hinreichender Genauigkeit zu approximieren vermögen. Hier sind im Nenner von 3.2 bzw. 3.3 die ersten beiden Terme annähernd gleich groß - man vergleiche auch Abb. 3.2 - 3.4. Bei HD 141569A und dem SN ist der Zwischenabschnitt ziemlich groß, bei HR 4796A hingegen kaum vorhanden. Wie ist dies physikalisch zu interpretieren?

6.2.2 Physikalische Interpretation

Wie die Systemparameter den Kurvenverlauf beeinflussen, kann man sich am einfachsten klar machen, indem man die einzelnen Parameter (Leuchtkraft, Gasdichte) unabhängig voneinander verändert.

Abb. 6.5 zeigt die Kurven zu mehreren fiktiven Systemen, deren Gasdichteverlauf dem SN entspricht, deren Leuchtkraft aber das 5, 10 und 20 - fache des solaren Wertes hat. Wie man deutlich sieht, wird die Approximation durch Gl. 6.5 umso schlechter, je höher die Leuchtkraft ist. Dies liegt daran, daß $\Upsilon_{\text{rad}} \propto T^4$ ist - mit wachsender Leuchtkraft (und damit höherer Temperatur) wird

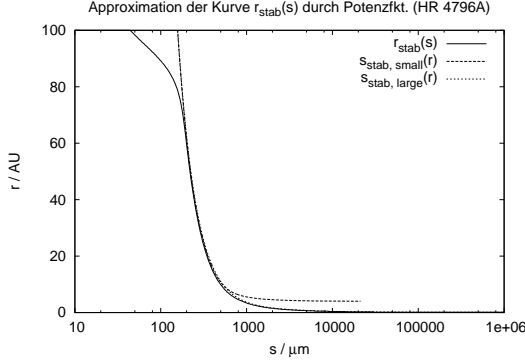


Abbildung 6.1: Approximation von $r_{\text{stab}}(s)$ durch 6.5 und 6.7 für HR 4796A

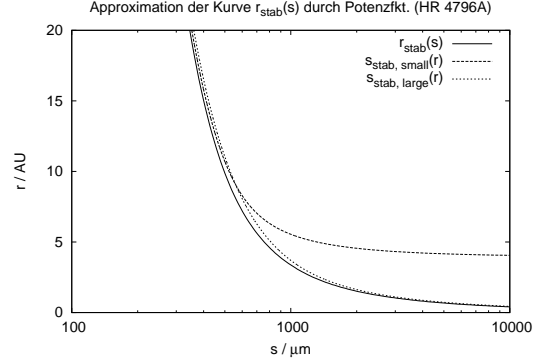


Abbildung 6.2: Ausschnitt von Abb. 6.1

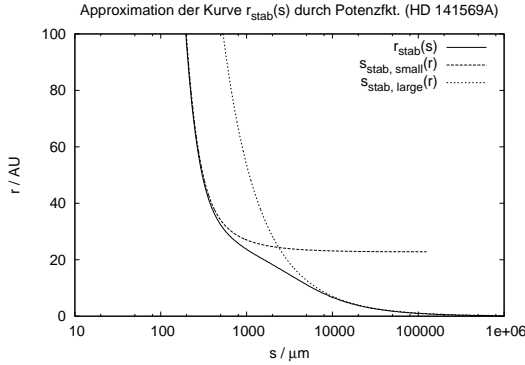


Abbildung 6.3: Entsprechend für HD 141569A

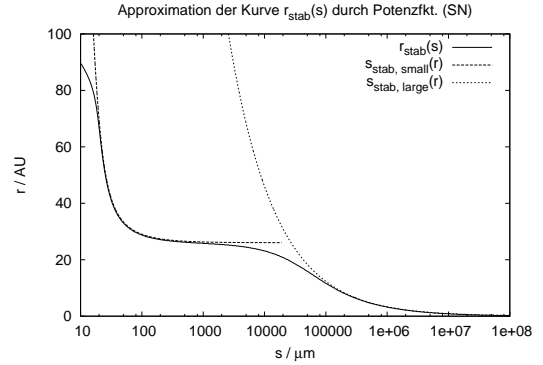


Abbildung 6.4: Entsprechend für den Solaren Nebel

Υ_{rad} immer früher zum dominanten Term im Nenner von Gl. 3.3. Der Bereich, in dem 6.5 eine gute Näherung darstellt, schrumpft zusammen.

In Abb. 6.6 sind die Kurven zu einer Gruppe hypothetischer Systeme mit Sonnenleuchtkraft, aber 20, 2 und 0.1-facher MMSN-Gasdichte zu sehen (man kann sich den Solaren Nebel zu verschiedenen Zeitpunkten der 'Clearing Stage' vorstellen). Es ist leicht zu verstehen, daß die Kurven hierbei zu immer kleineren r -Werten hin sinken: Da die photophoretische Kraft als Ganzes dem Druck proportional ist, nimmt sie mit sinkender Dichte ab.

Auffällig ist, daß im Fall variabler Leuchtkräfte mit wachsendem Partikelradius s die Kurven $s_{\text{stab, large}}$ zusammenlaufen. Genauso laufen im Fall veränderlicher Gasdichten mit kleiner werdendem Radius s (und damit anwachsendem Sternabstand) die Kurven $s_{\text{stab, small}}$ zusammen. Dies kann folgendermaßen erklärt werden: Für kleine Sternabstände r gilt:

$$\frac{s_{\text{stab, large}}(r \rightarrow 0)}{1 \mu\text{m}} \approx \frac{\mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) \times (r [\text{AU}])^{q+1}}{\mathcal{E}} \quad (6.8)$$

da $q < -1/2$ ist. Es gelten die Proportionalitäten $\mathcal{Z}(\Upsilon_{\text{rad}}) \propto L_{\star}^{1/4}$ und $\mathcal{E} \propto L_{\star}^{1/4}$, woraus sofort $s_{\text{stab, large}}(r \rightarrow 0) \propto L_{\star}^0$ folgt.

Hingegen gilt für große r , da $q < 0$:

$$\frac{s_{\text{stab, small}}(r \rightarrow \infty)}{1 \mu\text{m}} \approx \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{E} \times (r [\text{AU}])^{1/2}} \quad (6.9)$$

Da \mathcal{B} von der Gasdichtefunktion vollständig unabhängig ist, und \mathcal{E} nur vom Exponenten q , nicht aber vom Betrag der Gasdichte abhängt, muß gelten $s_{\text{stab, small}}(r \rightarrow \infty) \propto \rho_0^0$. Dies gilt auch, wenn

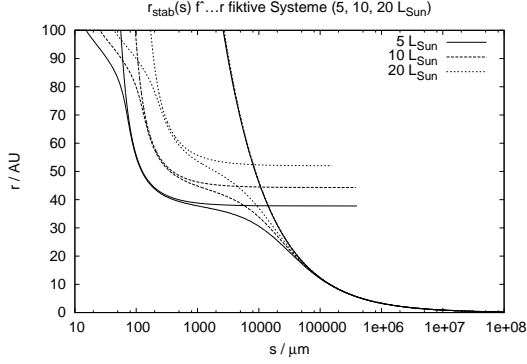


Abbildung 6.5: $r_{\text{stab}}(s)$ -Kurven für drei fiktive Systeme mit Solarem Gasdichteverlauf, aber 5-, 10- und 20-facher Sonnenleuchtkraft. Man beachte das Kürzerwerden des 'Sattels' (dieser wird durch die s -Unabhängigkeit von Υ_{wl} hervorgerufen) und das Schlechterwerden der Approximation des linken oberen Teils der Kurve durch 6.5 mit steigender Leuchtkraft.

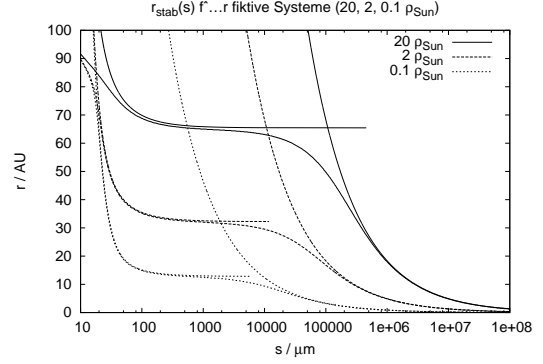


Abbildung 6.6: Entsprechende Kurven für fiktive Systeme mit Sonnenleuchtkraft, aber 0.1, 0.01 und 0.001-facher Dichte des Solaren Nebels.

man statt die Näherungsformeln zu benutzen den tatsächlichen Verlauf von $r_{\text{stab}}(s)$ einschließlich Abbruchfunktion am Scheibenrand berechnet, da die Photophorese für $s_{\text{stab}} \rightarrow 0 \Leftrightarrow r_{\text{stab}} \rightarrow \infty$ unbedeutend wird.

Bei HR 4796A ist die Leuchtkraft hoch ($20 L_{\odot}$) und die Dichte gering ($\sim 2 \times 10^{-4} \rho_{\text{MMSN}}$). Hier fehlt der Mittelbereich vollständig, die Kurve kann überall ziemlich gut von den beiden Funktionen approximiert werden. Dies liegt daran, daß die photophoretische Kraft aufgrund der niedrigen Dichte insgesamt so schwach ist, daß sie erst im Bereich von Υ_{rad} überhaupt eine Rolle spielt. Daher fehlt der Υ_{wl} -dominierte Abschnitt - insbesondere ist der von der s -Unabhängigkeit von Υ_{wl} hervorgerufene 'Sattel' (der beim SN deutliche erkennbare flach verlaufende mittlere Abschnitt) nicht vorhanden.

Auch bei HD 141569A fehlt der Sattel, es existiert aber ein Bereich, in dem keine der beiden Kurven $r_{\text{stab}}(s)$ gut approximiert. Auch hier wird die Photophorese erst bei relativ großen Körpern zur dominierenden Kraft (ca $s = 300 \mu\text{m}$). Sie ist zwar noch stark genug, daß Υ_{wl} einen nennenswerten Beitrag leisten kann, aber zu schwach, um das asymptotische Verhalten von 6.5 im tatsächlichen Kurvenverlauf auftauchen zu lassen.

Man beachte, daß die beiden Approximationskurven die tatsächliche Kurve von oben her begrenzen: der reale Stabilitätsradius ist immer geringer als der näherungsweise berechnete, weil der wirkliche Betrag der photophoretischen Kraft immer kleiner ist als der mit nur einem von beiden Nennertermen berechnete.

6.3 Entwicklung von Staubscheiben

6.3.1 Materiegürtel

Welche Konsequenz hat der Verlauf der $r_{\text{stab}}(s)$ -Kurven für die Materieverteilung in zirkumstellaren Staubscheiben? Die 1. Ableitung der Kurve ist ein Maß für die Flächendichte der Meteoroiden, nachdem diese ihre jeweiligen Stabilitätsbahnen erreicht haben: *Je flacher die Kurve verläuft, desto höher ist die Dichte*. Wir erwarten also, daß sich zwei Gürtel hoher Flächendichte einstellen: Der erste, äußere im Bereich des 'Sattels', d.h. dem Abschnitt der Kurve, der aufgrund der Größenuabhängigkeit von Υ_{wl} bzw. dem daraus resultierenden Grenzwertverhalten der Funktion 6.5 ein

Plateau ausbildet (beim Solaren Nebel). Die zweite Verdichtungszone tritt in unmittelbarer Nähe des Sterns auf, hervorgerufen durch das asymptotische Verhalten von 6.7 (bei allen Systemen). Sie wird nach innen hin nur durch die Evaporationszone ($T > 2000$ K) begrenzt.

Es existiert noch ein weiterer Verdichtungsgürtel am Rand der Gasscheibe. Er wird durch den Dichteabbruchterm $A(r)$ in 2.31 erzeugt, dessen Parameter unmittelbar an die beobachteten Strukturen um HR 4796A und HD 141569A angepaßt sind. Dieser Bereich wird jedoch durch die Photophorese nicht beeinflußt und soll daher hier nicht berücksichtigt werden.

Die inneren 'photophoretischen Materiegürtel' sind übrigens im Vergleich mit den äußeren 'Scheibenrandgürteln' außerordentlich dicht, da die Kurve $r_{\text{stab}}(s)$ in ihrem Bereich wesentlich flacher verläuft, und das Material daher stärker konzentriert wird.

Folgende Tabelle faßt die Abmessungen der Gürtel zusammen:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
Äußerer Gürtel	—	—	25 AU – 30 AU
Innerer Gürtel	< 3 AU	< 15 AU	< 10 AU

Und die entsprechenden Partikelradien:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
Äußerer Gürtel	—	—	100 μm – 1 cm
Innerer Gürtel	> 1 mm	> 1 mm	> 10 cm

6.3.2 Masseverteilung im Laufe der Zeit

Abb. 6.7 - 6.10 zeigen die zeitliche Entwicklung einer ursprünglich auf eine Flächenanzahldichte $\Sigma_N = 1$ normierten Scheibe von Meteoroiden. Wir benutzen dabei das Modell des Solaren Nebels, um die Entstehung des äußeren Materiegürtels beobachten zu können. Die Körperradien wurden logarithmisch äquidistant im Bereich 300 μm – 3 m gewählt.

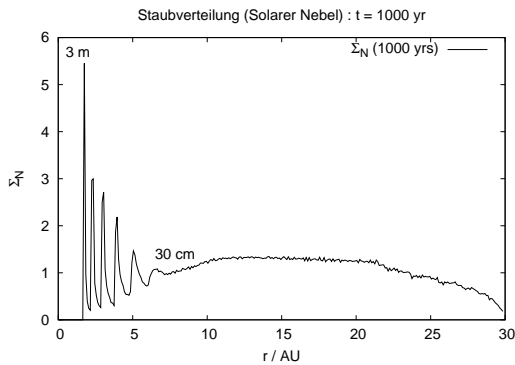


Abbildung 6.7: Eine anfänglich gleichförmige Flächenbelegung (normiert auf 1) aus Meteoroiden unterschiedlicher Größe nach 1000 Jahren. Jedes Maximum wird von Partikeln eines bestimmten Radius gebildet. Die Radien sind logarithmisch äquidistant gewählt und nehmen von links nach rechts ab.

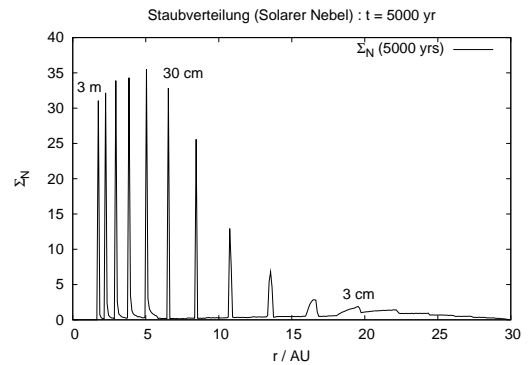


Abbildung 6.8: Verteilung nach 5000 Jahren

Wie man sieht, sammeln sich die Meteoroiden im Laufe einiger zehntausend Jahre auf ihren jeweiligen Stabilitätsorbits an, wodurch in der Dichteverteilung $\Sigma_N(r, t)$ scharfe Maxima entstehen. Sehr gut kann man die Entstehung der beiden Materiegürtel beobachten: Bei $r < 10$ AU und $25 \text{ AU} < r <$

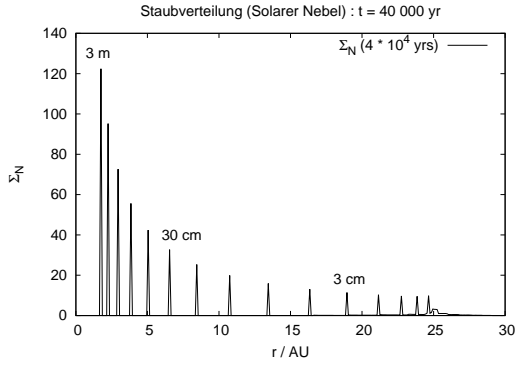


Abbildung 6.9: Verteilung nach 4×10^4 Jahren

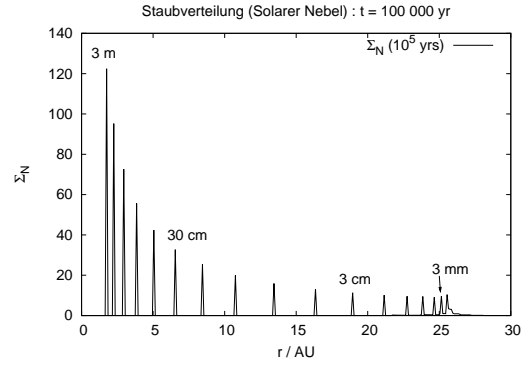


Abbildung 6.10: Verteilung nach 1×10^5 Jahren

30 AU liegen die Maxima wesentlich dichter beieinander als im Intervall dazwischen. Dabei benötigt der äußere Materiegürtel zu seiner Entstehung wesentlich länger: Während der innere bereits nach 4×10^4 Jahren seine endgültige Struktur angenommen hat, ist die Entwicklung des äußeren auch nach 1×10^5 Jahren noch nicht abgeschlossen - d.h. das Material ist noch nicht vollständig in die Stabilitätszonen gewandert.

6.4 Zeitskalen und Geschwindigkeiten

Wie wir im letzten Abschnitt gesehen haben, benötigen Meteoroiden unterschiedlicher Größe sehr verschiedene Zeiten, um sich auf ihren Stabilitätsbahnen zu sammeln. Die Kurven in Abb. 6.11 zeigen die Zeiten, die eine 30 AU große Materiescheibe aus Körpern bestimmter Größe braucht, um sich zu einem dünnen Ring (Breite $\leq 10^{-3}$ AU) zusammenzuziehen, in Abhängigkeit vom Radius der Körper.

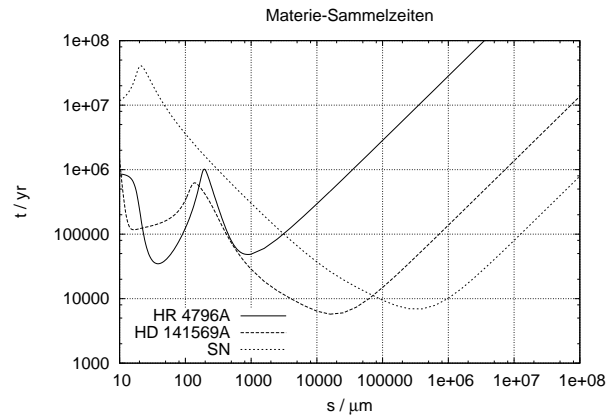


Abbildung 6.11: Die Zeit, die eine 30 AU große Materiescheibe braucht, um sich zu einem schmalen Ring zusammenzuziehen, als Funktion des Radius der Partikel, aus denen sie besteht.

Es fällt sofort auf, daß die Kurven je zwei Maxima und zwei Minima besitzen (bei dem Solarer Nebel liegt das erste Maximum außerhalb des Diagramms). Der Verlauf läßt sich am besten verstehen, wenn man von großen s -Werten herkommt. Sehr große Körper ($s > 10$ cm) verlieren äußerst langsam Bahnenergie, da die Reibungskraft sie nur geringfügig abbremst. Daher wachsen alle Kurven zum rechten Rand des Diagramms hin stark an. Verringert man den Partikelradius, steigt die Wirkung der Gasreibung rasch an, die Partikel wandern schneller zu ihrer Stabilitäts-

bahn, das erste Minimum entsteht. Bei noch kleineren Radien verlagern sich die Stabilitätsbahnen zu größeren Sternabständen hin, so daß die benötigte Zeit wieder anwächst. Ab einem gewissen, systemabhängigen Partikelradius wird aber die Wirkung des Strahlungsdrucks auf die Partikel so stark, daß ihre erhöhte Migrationsgeschwindigkeit das nach-außen-Wandern des Stabilitätsradius kompensiert, die Sammlungszeitdauer erneut absinkt und das zweite Minimum (das erste von links) entsteht. Schließlich aber gewinnt das Anwachsen von $r_{\text{stab}}(s)$ die Oberhand über die erhöhte Migrationsgeschwindigkeit, die Zeit steigt wieder an. Dabei wird der Anstieg ab einem gewissen s flacher (bei HR 4796A gut zu beobachten: $s \approx 10 \mu\text{m}$), da der Rand der Gasscheibe erreicht wird und $r_{\text{stab}}(s)$ daher langsamer wächst.

Gut zu beobachten ist, wie sich mit sinkender Gasdichte (Sol \rightarrow HR 4796A) das erste Maximum (das rechte) zu kleineren Partikelradien hin verschiebt. Dies liegt daran, daß die Bremswirkung des Gases mit sinkender Dichte abnimmt. Die Lage des ersten Maximums hingegen wird von der Sternleuchtkraft beeinflusst. Je höher die Leuchtkraft, und damit der Strahlungsdruck, desto rascher sinkt die Kurve wieder ab, und umso weiter rechts liegt das Maximum. Dabei liegt das Maximum von HD 141569A bei einem geringfügig kleineren s -Wert als das von HR 4796A, obwohl die Leuchtkraft von HD 141569A etwas höher ist, da seine Gasdichte langsamer abfällt ($q = -2.25$ statt $q = -2.75$).

Man bemerke, daß für $r < r_{\text{max}}$ die Zeitskalen von HR 4796A und HD 141569A wesentlich kürzer sind als die geschätzten Alter der beiden Sterne (einige Millionen Jahre). Die Staubscheiben haben also mehr als genug Zeit, um den Gleichgewichtszustand zu erreichen.

Die bei der Migration der Körper auftretenden maximalen Radialgeschwindigkeiten sind in Abb. 6.12 über dem Körperradius aufgetragen. Bei der Simulation starteten die Körper von $r = 30 \text{ AU}$. Man sieht, daß die maximal erreichten Geschwindigkeiten bei $\sim 1000 \text{ m s}^{-1}$ liegen (HR 4796A). Dabei nehmen die Maximalgeschwindigkeiten kleiner Partikel ($s < 100 \mu\text{m}$) mit wachsender Gasdichte stark ab. Bei großen ($s \geq 1 \text{ cm}$) kehrt sich das Verhältnis um, da diese Körper nach innen driften und ihre dabei erreichte Geschwindigkeit mit der Dichte anwächst. Die Geschwindigkeitsminima entstehen dort, wo $r_{\text{stab}}(s) \approx 30 \text{ AU}$ gilt, da die Partikel dann keine radiale Migration ausführen.

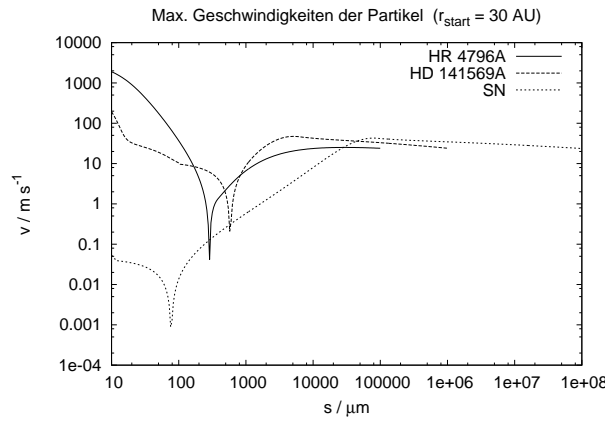


Abbildung 6.12: Maximale Radialgeschwindigkeiten bei $r = 30 \text{ AU}$ gestarteter Partikel. Die Kurven wurden bis $s = s_{\text{krit}}$ gezeichnet.

Kapitel 7

Diskussion

7.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde untersucht, wie sich die photophoretische Kraft auf die Dynamik zirkumstellarer Staub- und Trümmerscheiben auswirkt. Dazu haben wir zuerst die Größenordnungen der verschiedenen wirkenden Kräfte - Gravitation, Strahlungsdruck, Gasreibung, Photophorese - miteinander verglichen. Wir sind zu dem Schluß gekommen, daß die Photophorese für Körper in einem gewissen Größenintervall nicht vernachlässigt werden darf. Anschließend haben wir eine Hypothese bezüglich des Verhaltens der Meteoroiden aufgestellt und eine implizite Formel (Gl. 4.8) für den Stabilitätsradius abgeleitet. Wir haben das zeitliche Verhalten der Körper mit zwei verschiedenen Methoden (halbanalytisch und numerisch) berechnet und dadurch die Hypothese bestätigt.

Ferner haben wir untersucht, wie eine scheibenförmige Verteilung von Körpern von der Photophorese (und den anderen Kräften) beeinflusst wird. Dabei konnten wir drei wichtige Effekte feststellen:

Stabilisierung

Mit photophoretischer Kraft ist der Radius der stabilen Kreisbahn $r_{\text{stab}}(s)$ für Körper eines bestimmten Radius s in größer als ohne sie. Dadurch können auch Meteoroiden im kritischen Zentimeter/Meter-Bereich längerfristig überleben.

Sortierung

Der Stabilitätsradius ist eine Funktion der Körpergröße - die Meteoroiden werden größenabhängig sortiert. Kleinere wandern weiter nach außen, größere halten sich näher beim Stern auf. Dieser Effekt ist auch ohne Photophorese präsent, aber die Kurve $r_{\text{stab}}(s)$ verläuft dann 'tiefer', d.h. die Stabilitätsradien sind kleiner.

Verdichtung und Gürtelbildung

Je flacher die Kurve $r_{\text{stab}}(s)$ verläuft, desto stärker wird das zirkumstellare Material konzentriert. Je nach den Systemparametern bilden sich zwei bis drei Gürtel besonders hoher Flächendichte aus.

Der äußerste verläuft bei $r \geq r_{\text{out}}$ AU und wird durch den raschen Dichteabfall am Rande des Systems verursacht - er ist unabhängig von der Photophorese und wurde von Takeuchi und Artymowicz in [80] diskutiert.

Der zweite entsteht nur bei geringen Sternleuchtkräften ($L_{\star} \leq 2.5 L_{\odot}$) und resultiert aus der Partikelgrößenunabhängigkeit von Υ_{wl} . Damit er entstehen kann, darf Υ_{rad} erst bei relativ großen Partikeln Bedeutung erlangen, weswegen die Temperatur (bzw. Sternleuchtkraft) nicht zu hoch sein darf. Seine Lage hängt vom Dichteverlauf in der Gasscheibe ab. Im Solaren Nebel befindet er sich zwischen 25 und 30 AU (\sim Neptunbahn).

Der dritte Materiegürtel entsteht bei allen Systemen. Er beginnt bei $r \leq 10$ AU und endet an der Evaporationsgrenze in geringer Entfernung vom Stern. Die Ursache für sein Auftreten ist der asymptotische Verlauf von $r_{\text{stab}}(s)$, der darauf zurückzuführen ist, daß die photophoretische Beschleunigung für $r \rightarrow 0$ schneller wächst als alle anderen.

7.2 Ergebnis-Übersicht

7.2.1 Stabilisierungsobergrenze

Die kritischen Körperradien, jenseits derer die stabilen Umlaufbahnen innerhalb der Evaporationszone $T(r) \geq T_{\text{krit}}(r_{\text{krit}}) = 2000$ K liegen, sind:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
$r_{\text{krit}}/\text{AU}$	0.088	0.091	0.019
$s_{\text{krit}}(\text{mit Photophorese})$	13.2 cm	2.14 m	8.34 km (!)
$s_{\text{krit}}(\text{ohne Photophorese})$	5.3 mm	6.5 mm	1.2 mm

7.2.2 Größenbereich

In folgenden Größenintervallen werden die Körper merklich von der Photophorese beeinflusst:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
s_{min}	300 μm	146 μm	19 μm
s_{max}	1 m	160 m	4 km

Am größten ist das Intervall im Fall des Solaren Nebels (~ 7 Größenordnungen), da der hohe Gasgehalt des Systems für eine sehr starke photophoretische Kraft sorgt. Der Zähler der Formel für die photophoretische Kraft (siehe Gl. 3.2) ist dem Produkt $I p \propto L_{\star}^{5/4} \rho_g$ proportional. HR 4796A und HD 141569A (junge A-Sterne) sind rund zwanzig mal leuchtkräftiger als die Sonne, die Gasdichte des Hayashi-Modells (T-Tauri-Phase) übertrifft die der Scheiben um HR 4796A und HD 141569A (Nullalters-Hauptlinie) jedoch um > 3 Größenordnungen. Somit ist die Gasdichte in diesem Fall der entscheidende Parameter.

Da die Sonne während ihrer T-Tauri-Phase leuchtkräftiger war als heute, war die photophoretische Kraft während dieses Stadiums sogar in Wirklichkeit noch stärker.

7.2.3 Materiegürtel

Die Materiegürtel entstehen bei den drei betrachteten Systemen bei folgenden Sternabständen:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
Äußerer Gürtel	—	—	25 AU – 30 AU
Innerer Gürtel	< 3 AU	< 15 AU	< 10 AU

Für den inneren Materiegürtel kann die Außengrenze nur grob abgeschätzt werden, da die Flächendichte nach außen hin allmählich abnimmt und keine feste Grenze aufweist.

7.2.4 Zeitskalen

Die Materiegürtel benötigen unterschiedliche Zeiten, um sich aus einer anfangs gleichförmig verteilten Materiescheibe ($0 < r < 30$ AU) zu entwickeln. Sie betragen:

	HR 4796A	HD 141569A	Sol
Äußerer Gürtel	—	—	3.6×10^6 yrs
Innerer Gürtel	2.8×10^6 yrs	1.4×10^5 yrs	7.9×10^5 yrs

Die angegebenen Zeiten beziehen sich auf die langsamsten Partikel in dem entsprechenden Größenintervall (vgl. Abb. 6.11). Es handelt sich also um Obergrenzen. Wie man an Abb. 6.8 sieht, ist die innere Materiegürtel des Solaren Nebels schon nach 5000 Jahren deutlich ausgeprägt, obwohl er noch nicht seine maximale Konzentration erreicht hat.

Die Entwicklungszeitskalen der Materiegürtel sind allesamt kleiner als die geschätzten Alter von HR 4796A und HD 141569A. Im Falle der beiden Hauptreihensterne haben sie also ausreichend Zeit, um sich zu entwickeln. Auch bei dem Solaren Nebels ist dies der Fall, da die Entwicklung vom T-Tauri-Stadium bis zur Hauptreihe sogar bei $\sim 10^7$ yrs liegt.

7.3 Astronomische Schlussfolgerungen

7.3.1 Modelle der Planetenentstehung

Der wichtigste durch die Photophorese hervorgerufene Effekt besteht in der 'Anhebung' der Stabilitätsradien $r_{\text{stab}}(s)$. Er verhindert, daß cm- bis metergroße Körper in den Stern stürzen bevor sie sich zu größere Objekten zusammenlagern könne. Das Anwachsen der Körper könnte insbesondere dadurch unterstützt werden, daß größere Meteoroiden auf ihrem Weg nach innen kleineren, entgegenkommenden Körpern begegnen, so daß sie diese aufsammeln können. Dies entspricht dem Wachstumsmechanismus, der während der Sedimentation, d.h. des Absinkens der Körper in die Scheibenebene $z = 0$ abläuft (siehe. Abschn. 2.3.1). Sofern man Turbulenzphänomene vernachlässigt, sind die auftretenden Relativgeschwindigkeiten so gering, daß die Körper sich bei Kollisionen zusammenlagern können, anstatt zertrümmert zu werden.

Nach dem Meteoroiden ihre Stabilitätsradien erreicht haben, wird sogar die Klumpung besonders begünstigt, da nun eine große Anzahl Körper den Stern auf Kreisbahnen mit fast identischem Radius umläuft, was äußerst geringe Relativgeschwindigkeiten zur Folge hat. Da außerdem bei gasreichen Systemen mit geringer Sternleuchtkraft ($\sim \text{SN}$) der äußere Materiegürtel sehr flach verläuft (siehe Abb. 6.6), können sich hier verschieden große Meteoroiden in ein und derselben Zone ansammeln. Mit der Zeit wandert die Zone nach innen, da die Gasdichte abnimmt. Wie man anhand Abb. 6.6 sieht, wird die $r_{\text{stab}}(s)$ -Kurve quasi 'flachgedrückt', die Steigung des Mittelstücks zwischen äußerem und innerem Materiegürtel nimmt immer mehr ab, bis schließlich beide Zonen ineinander übergehen. Dies bedeutet, daß auch die Flächendichte der Körper immer weiter zunimmt. Kleinere wandern von außen nach innen, wobei sie mit größeren zusammentreffen. Die auftretenden Relativgeschwindigkeiten sind hierbei durch die Migrationsgeschwindigkeiten der Körper nach oben beschränkt. Die tatsächlichen v_r werden jedoch auch von der Dispersionsgeschwindigkeit der Gasscheibe mitbestimmt. Diese ist vom Sternabstand abhängig: Bei Abständen $r > 10 \text{ AU}$ ist die Photoevaporation mit Zeitskalen in der Größenordnung von 10^7 yrs dominant, weiter innen herrscht Gasverlust durch Viskosität vor ($\sim 10^4 - 10^5$ yrs) - vergl. auch Abb. 2.1. Im Bereich des inneren Sonnensystems sind also die Zeiten, die die Meteoroiden benötigen, um nach innen zu wandern, größer als die Nebelauflösungsdauer - sie bestimmen daher das Verhalten der Körper. Im äußeren Sonnensystem ist die Gasdispersionszeit größer als die typischen Migrationszeiten. Die Körper folgen also der Wanderung von $r_{\text{stab}}(s)$ und bewegen sich sehr langsam, was die Zusammenklumpung begünstigt.

Eine Schwierigkeit, die bei Modellen der Gasriesenentstehung in unserem Sonnensystem auftritt, ist die empfindliche Balance zwischen dem Wachstum des Kerns (durch Akkretion von Planetesimalen) und der Nebeldissipation, die eingehalten werden muß, damit die Hüllen der äußeren Planeten das richtige Massenverhältnis aufweisen. Das Problem besteht darin, Gasdissipationsmechanismen zu finden, die die unterschiedlichen Hüllenmassen erklären (die Fels/Eiskerne der Riesenplaneten weisen alle ungefähr 15 Erdmassen auf, für ihre Hüllen gilt: Jupiter - $300 M_{\text{earth}}$; Saturn - $75 M_{\text{earth}}$; Uranus - $2 M_{\text{earth}}$; Neptun - $2 M_{\text{earth}}$).

Eine Möglichkeit, das Problem zu lösen, bietet die Photoevaporation der Gasscheibe (siehe Abschn. 2.2.4). In unserem Sonnensystem entspricht der Grenzradius $r_g \approx 10 \text{ AU}$, jenseits dessen das

Gas durch die Sonnenstrahlung auf Entweichgeschwindigkeit beschleunigt werden kann, ungefähr der großen Halbachse der Saturnbahn (siehe auch Shu et al. [74]). Falls die äußere Scheibe zur Zeit des klassischen T-Tauri-Stadiums nicht sehr viel mehr Masse als der MMSN hatte, könnte die Photoevaporation die Ursache der Gasarmut von Uranus und Neptun sein (siehe u. a. [5]).

Betrachten man die $r_{\text{stab}}(s)$ -Kurve des MMSN, so fällt auf, daß sich der äußere Materiegürtel ziemlich genau im Bereich von Uranus und Neptun bildet (siehe Abb. 7.1).

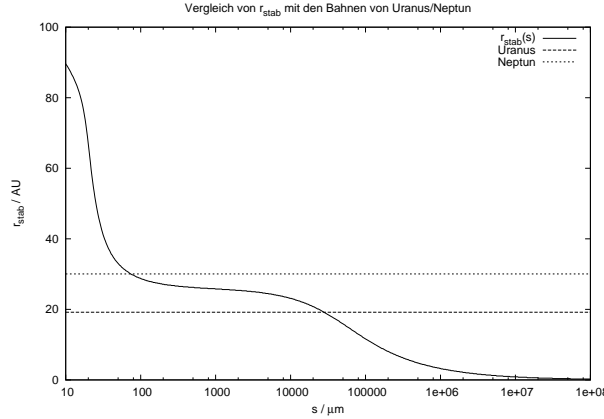


Abbildung 7.1: Stabilitätsradien für den Solaren Nebel im Vergleich mit den großen Halbachsen der Bahnen von Uranus und Neptun

Möglicherweise läßt sich hier ein weiterer Mechanismus finden, der die Eigenschaften der äußeren Planeten erklären hilft. Shu et al. ([74]) stellten Überlegungen an, denen zufolge sich in der Frühphase der Planetenentstehung, als die äußere Scheibe noch massereich war, Riesenplaneten bildeten, die von der Viskosität in die Sonne geschoben wurden. Zusammen mit der Photoevaporation entfernte dieser Prozeß Gas aus dem äußeren Sonnensystem, bis die Dichte nicht mehr hoch genug war, um Planeten nach innen spiralisieren zu lassen. Das verbleibende Gas wurde dann bei der Bildung der heutigen Riesenplaneten verbraucht. Wie wir aus Abb. 7.1 entnehmen können, war die Photophorese in der Lage, die Bildung von Planeten im Bereich von Uranus und Neptun zu unterstützen. Sie könnte also dazu beigetragen haben, daß sich zwischen 20 und 30 AU besonders viele 'Vorläufer-Planeten' bildeten, die in die Sonne spiralsierten und dabei große Gasmengen mitnahmen, wodurch nur ein relativ geringer Anteil des ursprünglichen Scheibengases für die Hüllen von Uranus und Neptun übrig blieb.

7.3.2 Beobachtung

Folgende Parameter gingen in die Berechnung der Photophorese ein: s - der Partikelradius, J_1 - der Asymmetrieparameter, k_{th} - die Wärmeleitfähigkeit, ϵ - die Emissivität. Diese Parameter können nur durch direkte Untersuchung von Staub-Analoga gewonnen werden. Hingegen ergeben sich die Intensität I und die Temperatur T aus der Leuchtkraft des Sterns, die bei bekannter Entfernung und interstellarer Extinktion genau bestimmbar ist. Es bleibt als freier Parameter nur die Gasdichte $\rho_g(r)$ (bzw. der Druck p). Gelingt es, den Dichteverlauf durch Beobachtung von zirkumstellaren Scheiben einzugrenzen, so kann $\Sigma_N(r, s, t)$ - die Flächenanzahldichte als Funktion des Sternabstands, der Partikelgröße und der Zeit - berechnet werden, wie in der vorliegenden Arbeit. Andersherum könnten aus der Beobachtung von Staubstrukturen Rückschlüsse auf den Gasdichteverlauf in der Scheibe gezogen werden.

Die direkteste Bestätigung würden die Untersuchungen in dieser Arbeit erfahren, wenn um junge Sterne Materiegürtel beobachtet werden würden mit Radien, wie sie von Gl. 4.8 vorhergesagt werden. Interessanterweise verfügt HR 4796A tatsächlich über einen Gürtel mit $r < 10$ AU (siehe Abschn. 2.4.1), was unseren Berechnungen entsprechen würde. Es gibt jedoch auch andere Me-

chanismen, die in der Lage sind, einen solchen Ring hervorzubringen (z. Bsp. Wechselwirkung mit Planeten). Insbesondere entsteht eine Zone erhöhter Flächendichte in Sternnähe auch ohne Photophorese, nur durch die kombinierten Wirkungen von Gravitation, Strahlungsdruck und Gasreibung - vgl. Abb. 4.1, 4.2.

Um beurteilen zu können, ob die photophoretische Kraft an der Entstehung der beobachteten Strukturen mitbeteiligt war, wäre eine genauere Vermessung des räumlichen Dichteverlaufs der zirkumstellaren Strukturen nötig, eventuell in Zusammenhang mit einer Abschätzung der Größe der Körper, aus denen sie bestehen. Dann ließe sich überprüfen, inwieweit der Staubbichteverlauf um den realen Stern mit der Kurve $r_{\text{stab}}(s)$ zusammenfällt.

7.4 Vergleich mit anderen Arbeiten

7.4.1 Takeuchi und Artymowicz ([80])

Takeuchi und Artymowicz untersuchten in ihrer Arbeit die Dynamik von Partikeln, auf die Gravitation, Gasreibung, Strahlungsdruck und Poynting-Robertson-Drag (für $r < 130$ AU vernachlässigbar) aber *keine Photophorese* wirken. Für das prinzipielle Verhalten der Partikel konnten in der vorliegenden Arbeit die Ergebnisse von Takeuchi und Artymowicz bestätigt werden. Insbesondere ließen sich die Anhäufung der Staubteilchen am Rand der Gasscheibe und die dort erfolgende Vergrößerung der Bahnexzentrizität reproduzieren. Die in [80] abgeleitete Formel für die Radialgeschwindigkeit (S. 994, Abschn. 3.2, Formel (26)) haben wir durch das Hinzufügen von $\chi = F_{\text{phot}}/F_{\text{G}}$ um die photophoretische Kraft erweitert (Gl. 4.6). Offensichtlich lassen sich auf diese Weise beliebige radiale Kräfte berücksichtigen, indem man im Zähler des Ausdrucks den Quotienten Kraft/Gravitationskraft addiert (nach außen gerichtete Kraft) oder subtrahiert (zum Stern hin gerichtete Kraft). Bedingung für die Anwendbarkeit der Formel ist nur, daß die Kräfte nicht so stark sind, daß sie deutliche Abweichungen von der Keplerbahn verursachen.

7.4.2 Krauss und Wurm ([39])

Krauss und Wurm wiesen in ihrer Arbeit als erste darauf hin, daß die photophoretische Kraft zwar schon lange (seit 1917, [16]) bekannt ist, jedoch noch nie in astrophysikalischem Kontext untersucht wurde.

Die im 1. Abschnitt (Introduction) von [39] erwähnte Tatsache, daß in bestimmten Druckbereichen die Photophorese stärker als die Gravitation werden könne, traf bei den vorliegenden Systemen in geringem Sternabstand zu. Wir Krauss und Wurm erwähnten, wird die Photophorese für größere Meteoroiden zur dominierenden Kraft, der Strahlungsdruck hingegen vernachlässigbar.

Im 2. Abschnitt (Photophoresis) benutzen Krauss und Wurm die 'vereinfachte Photophorese', die entsteht, wenn man im Nenner von 3.2 den zweiten und dritten Term vernachlässigt. Dies ist unseren Untersuchungen zufolge nur in einem bestimmten Bereich eine gute Näherung (siehe Abschn. 7.2.2, zweite Tabelle). Ab einem bestimmten, von den Systemparametern abhängigen Partikelradius wird der zweite Term Υ_{rad} (Temperaturausgleich durch Abstrahlung) bedeutsam, Υ_{wl} (Temperaturausgleich durch Wärmeleitung) kann für große Körper ihm gegenüber sogar vernachlässigt werden (vgl. auch Abb. 6.1 - 6.4). Daher erscheint die von Krauss und Wurm durchgeführte Analyse des Kräfteverhältnisses (siehe [39], S. 1090, Fig. 1) nur für kleinere Körper ($s \leq 100\mu\text{m}$) physikalisch korrekt.

In Abschnitt 3 (Dust Rings and Belts) berechnen Krauss und Wurm die Stabilitätsabstände aus der Bedingung $(F_{\text{phot}} + F_{\text{rad}})/F_{\text{D}} = 1$. Dies erscheint insofern fragwürdig, als die Reibungskraft nicht radial nach innen gerichtet ist, sondern immer dem Geschwindigkeitsvektor des Partikels entgegengesetzt.¹ Hier benutzen die Autoren zur Berechnung den vollständigen Photophoreseausdruck,

¹Würden ausschließlich radiale Kräfte wirken, könnte das Teilchen nicht auf von einer Anfangskreisbahn auf eine

gehen jedoch später bei der Auswertung wieder dazu über, den zweiten und dritten Nennerterm zu vernachlässigen. Daher kommen sie zu dem Ergebnis, daß der Stabilitätsradius von der Partikelgröße unabhängig sei, und daß daher eine Anhäufungszone entstehe, in der verschieden große Körper auf fast identischen Bahnen umlaufen. Dies entspricht den oberen, für größere Partikelradien horizontal verlaufenden Kurven in Abb. 4.1 - 4.4. Bei niedrigen Sternleuchtkräften bestimmt Υ_{wl} lange genug den Verlauf von $r_{\text{stab}}(s)$, um eine Zone entstehen zu lassen, in der sich verschieden große Partikel auf engem Raum ansammeln (der mittlere 'Sattel' in 4.4 bzw. 4.9). Ab einem bestimmten Partikelradius wird jedoch Υ_{rad} gegenüber Υ_{wl} dominant, wodurch die Stabilitätsradien wieder abnehmen.

Innere Hohlräume - siehe [39], Abschn. 4, (Conclusions) - können daher nur insofern auftreten, als Objekte mit $s > 1$ m sehr lange brauchen, um $r_{\text{stab}}(s)$ zu erreichen, da sie nur langsam Bahnenergie durch die Gasreibung verlieren (siehe Abb. 6.11). Die von Krauss und Wurm erwähnte Unterstützung der Bildung von Kuipergürteln hingegen ist unseren Ergebnissen zufolge zumindest am inneren Rand des Kuipergürtels ($r \sim 30$ AU) in der Tat möglich - in dieser Umgebung liegt ja der oben erwähnte, durch die Größenunabhängigkeit von Υ_{wl} erzeugte Sattel. Da unsere Berechnungen auf dem Minimalmassen-Solarnebelmodell beruhen, könnten in Wirklichkeit sogar noch weiter außen liegende Abschnitte des Kuipergürtels bei ihrer Entstehung von der Photophorese beeinflusst worden sein, da die Gasdichte in Wirklichkeit vermutlich höher (und die Stabilitätsbahnen somit sonnenferner) waren.

Im vorletzten Absatz von [39] erwähnen die Autoren, daß die Zeitskalen für die Teilchenkonzentration durch die Photophorese äußerst kurz seien. Dies stimmt den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Berechnungen zufolge nur für Teilchen bestimmter Größe (siehe Abb. 6.11). Die zum Erreichen der Stabilitätsbahn benötigte Zeit schwankt stark in Abhängigkeit vom Partikelradius - es treten hierbei Unterschiede von mehr als drei Größenordnungen auf ($10^4 - 10^7$ yrs).

7.5 Mögliche Weiterführung

In dieser Arbeit haben wir mehrere starke Vereinfachungen gemacht, um das Problem überschaubar zu halten. Weiterführende Arbeiten könnten diese Einschränkungen fallenlassen und realistischere Systeme untersuchen.

7.5.1 Nichtschwarze Körper

Wir haben angenommen, daß es sich bei den Meteoroiden um perfekt absorbierende, Schwarze Körper mit $\epsilon = 1$ handelt. Eine Senkung der Emissivität hat zur Folge, daß der Abstrahlungsterm Υ_{rad} verkleinert wird. Daher bleibt in diesem Fall Υ_{wl} bis zu größeren Partikelradien dominant. Den Unterschied sieht man in Abb. 7.2: Der von Υ_{wl} bestimmte Kurventeil ist wesentlich länger (breiterer 'Sattel'), der von Υ_{rad} bestimmte verläuft bei kleineren ϵ höher. Die Temperaturgradienten in den Partikeln verlaufen nun steiler, die photophoretische Kraft ist stärker.

Offensichtlich umfaßt die äußere Stabilitätszone ein umso breiteres Spektrum an Partikelgrößen, je geringer ϵ ist. 'Graue' Meteoroiden verstärken also die Ausbildung des äußeren Materiegürtels (Kuipergürtels) und verschieben den inneren Materiegürtel nach außen. Hierdurch wird auch die Größengrenze (der Körperradius, bis zu dem Umlaufbahnen außerhalb der Evaporationszone $T = 2000$ K existieren) angehoben.

7.5.2 Wechselwirkungen zwischen den Körpern

Wir haben die Meteoroiden als eine Art 'ideales Gas' behandelt - die Körper wechselwirken nicht miteinander und verhalten sich als unzerstörbare Punktmassen. Dies ist natürlich unrealistisch. In

Endkreisbahn gelangen: Radialkräfte können den Drehimpuls nicht ändern, was aber bei einem Transit von einer Kreisbahn auf eine andere geschehen muß.

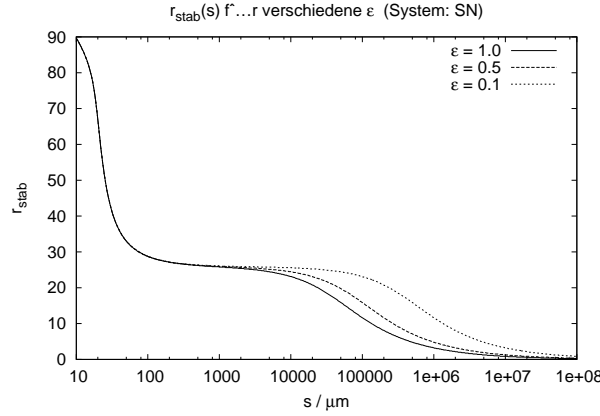


Abbildung 7.2: Die Stabilitätskurve für den Solaren Nebel, mit $\epsilon = 1.0$, $\epsilon = 0.5$ und $\epsilon = 0.1$

Wirklichkeit werden die Körper relativ oft kollidieren - siehe z. Bsp. [41], [40], [89]. Je nach Impaktenergie können dabei entweder Fragmentation, Abprallen oder Klumpung (Haftenbleiben) erfolgen. Ein sehr einfaches Modell stellen Dullemond und Dominik in [15] (S. 980, Abschn. 6) vor: Ist die Kollisionsenergie W_K geteilt durch die Summe der Partikelmassen größer als $y = 1.25 \times 10^{-1} \text{ J/kg}$, werden beide in einzelne Monomere gespalten. Dies vereinfacht die Physik natürlich außerordentlich, da in Wirklichkeit auch teilweise Zerstörung der Partikel, Kraterbildung und andere Prozesse auftreten können (siehe z. Bsp. Weidenschilling [87] und Battaglia [4], sowie für eine kürzere Zusammenfassung [89] Abschn. V B, S. 1044-1047).

Haben die Körper die Massen m_1 und m_2 und die Relativgeschwindigkeit Δv , so wird die Kollisionsenergie zu (\sim Energieverlust beim vollständig inelastischen Stoß):

$$W_K = \frac{m_1 m_2 \Delta v^2}{2(m_1 + m_2)} \quad (7.1)$$

und die Fragmentationsbedingung lautet:

$$\frac{m_1 m_2 \Delta v^2}{2(m_1 + m_2)^2} \geq \frac{1.25 \cdot 10^{-1} \text{ J}}{1 \text{ kg}} \quad (7.2)$$

woraus folgt

$$\Delta v \geq \sqrt{\frac{2.5 \text{ J/kg}}{m_1 m_2} (m_1 + m_2)} = \sqrt{(2.5 \text{ J/kg}) \left(\frac{m_1}{m_2} + \frac{m_2}{m_1} + 2 \right)} \quad (7.3)$$

In Abb. 7.3 ist der Term auf der rechten Seite in Formel 7.3 als Funktion des Massenverhältnisses m_1/m_2 geplottet.

Unter diesen Annahmen genügen also schon Relativgeschwindigkeiten von einigen Metern pro Sekunde, um die Körper zu fragmentieren. Vergleicht man dies mit Abb. 6.12, so stellt man fest, daß bei HR 4796A und HD 141569A fast immer Fragmentation eintritt, im Solaren Nebel die Radialgeschwindigkeiten jedoch in einem weiten Bereich ($\sim 10 - 1000 \mu\text{m}$) so niedrig sind, daß Koagulation durchaus möglich ist.

Obwohl das hier benutzte Modell sehr einfach gehalten - und die gewählte Fragmentationsenergie-dichte möglicherweise außerordentlich niedrig ist - läßt sich vermuten, daß höhere Gasdichten die Koagulation begünstigen, da sie die Radialgeschwindigkeiten dämpfen.

Das Fragmentations-/Koagulationsproblem wird u.a. behandelt in: [89], [87], [4], [96], [76], [31]

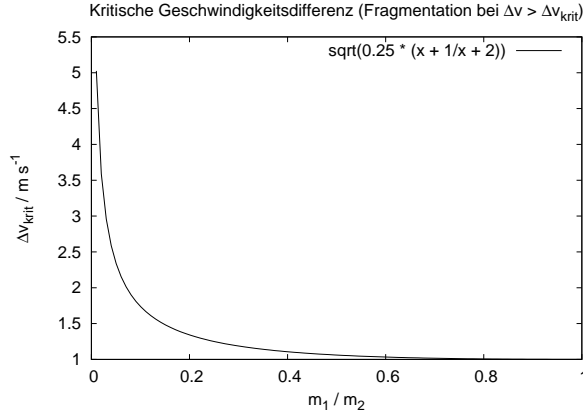


Abbildung 7.3: Δv_{krit} als Funktion des Massenverhältnisses. Bei größerer Geschwindigkeitsdifferenz fragmentieren die Körper, unter der Annahme daß die Bindungsenergie 0.125 J/kg beträgt.

7.5.3 Nichtkugelförmige oder rotierende Körper

Das Problem nichtkugelförmiger Körper ist außerordentlich komplex. Eine exakte Lösung des Problems der Photophorese bei Objekten beliebiger Form mit möglicherweise ortsabhängigen Oberflächeneigenschaften ist nur numerisch möglich. Der Spezialfall des kugelförmigen Körpers mit einheitlicher Oberfläche läßt sich als statistisches Mittel über ein großes Ensemble von Körpern unterschiedlicher Gestalt auffassen: Stellt man sich eine sehr große Anzahl verschiedenartiger Oberflächen miteinander überlagert vor, entsteht, quasi als geometrische Variante des 'Weißen Rauschens', eine Kugel. Die in dieser Arbeit berechneten Stabilitätskurven repräsentieren daher das mittlere Verhalten einer Vielzahl unterschiedlich geformter Körper.

Wir haben den Kraftterm 3.2 aus der Arbeit von Beresnev et al. ([6]) übernommen. Er wurde dort speziell für nichtrotierende sphärische Körper abgeleitet. Was Rotation der Körper prinzipiell bewirkt, ist klar: sie transportiert Wärmeenergie von der beleuchteten auf die unbeleuchtete Seite (zumindest, solange die Rotationsachse nicht direkt auf den Stern gerichtet ist), wodurch der Temperaturgradient abgebaut und die photophoretische Kraft verringert wird. Wir führen hierzu eine quantitative Abschätzung durch.

Rotation kann durch zwei Mechanismen entstehen:

- *Brown'sche Rotation.* Sie entsteht durch den Impulsübertrag auftreffender Moleküle. Da sich bei größeren Objekten die Stöße der Moleküle gegenseitig wegmitteln, und keinen Nettodrehimpuls übertragen, spielt die Brown'sche Rotation nur bei Körpern mit $s \ll 1$ mm eine Rolle.
- *Makroskopische Rotation* entsteht bereits bei der Bildung der Körper aus kleineren Partikeln, wenn deren Gesamtdrehimpuls $\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{L}_i \neq 0$ ist. Sie kann auch später durch Stöße mit anderen Partikeln auf den Körper übertragen werden.

Brown'sche Rotation

Den Grenzradius, bis zu dem die Brown'sche Rotation bedeutsam ist, schätzen wir wie folgt ab. Wir setzen die Rotationsenergie W_{rot} gleich mit der mittleren thermischen Energie pro Molekül $W_{\text{therm}} = (3/2)kT$:

$$\frac{1}{2}J\omega^2 = \frac{3}{2}kT \quad (7.4)$$

mit $J_{\text{Kugel}} = (2/5)Ms^2 = (8/15)\pi s^5 \rho_d$ ergibt sich die Frequenz zu:

$$f_{\text{rot, brown}} = \sqrt{\frac{45kT}{32\pi^3 s^5 \rho_g}} \quad (7.5)$$

bzw die Periode für eine halbe Umdrehung:

$$P_{1/2, \text{brown}} = \sqrt{\frac{8\rho_d \pi^3 s^5}{45kT}} \quad (7.6)$$

Andererseits berechnet sich die Zeitskala für die Wärmeleitung durch das Partikel zu (siehe [39], Gl. 6):

$$P_{\text{heat}} = \frac{\rho_d c_d s^2}{k_{\text{th}}} \quad (7.7)$$

c_d ist hier die spezifische Wärmekapazität. Wir benutzen den Wert $c_d \approx 1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Abb. 7.4 zeigt beide Zeitskalen für das System HR 4796A als Funktionen des Partikelradius für einen Sternabstand $r = 1 \text{ AU}$. Man sieht, daß nur für Partikel mit $s \approx 1 \mu\text{m}$ die Brown'sche Rotationsperiode mit der charakteristischen Zeitdauer der Wärmeleitung vergleichbar wird. Für die anderen beiden Systeme ist $P_{1/2, \text{brown}}$ sogar noch höher, da die Temperatur niedriger ist. Bei den Partikeln, für die die Photophorese relevant ist, spielt Brown'sche Rotation also keine Rolle.

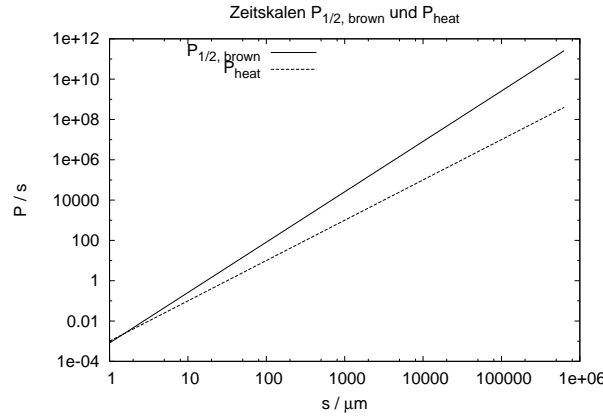


Abbildung 7.4: Zeitskalen der Brown'schen Rotation und Wärmeleitung als Funktion des Partikelradius (System: HR 4796A). Außer für die kleinsten Partikel ist die Brown'sche Rotation irrelevant, da die Wärmeleitung wesentlich schneller abläuft.

Makroskopische Rotation

Das Problem der makroskopischen Rotation ist wesentlich komplexer, da es von der dynamischen Entwicklung der Staubkomponente, sowie von der Häufigkeit und Stärke von Kollisionsereignissen abhängt. Eine vollständige Analyse ist daher im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Hier soll nur ein einfacher Ansatz vorgestellt werden, der Ausgangspunkt einer tiefergehenden Untersuchung sein könnte.

Wir nehmen an, daß ein kleiner Körper (Radius s , Masse m) mit einem größeren (Radius S , Masse M) einen vollständig unelastischen Stoß ausführt, und zwar tangential, so daß der Impulsübertrag vollständig in Drehimpuls umgewandelt wird:

$$L = mvS \quad (7.8)$$

wobei v die Geschwindigkeit des kleineren Körpers ist. Sofern der größere Körper anfangs nicht rotierte, nimmt er durch den Zusammenstoß folgende Rotationsfrequenz an:

$$\omega = \frac{mvS}{J} \quad (7.9)$$

und mit dem Massenträgheitsmoment der Kugel $J = (2/5)(M + m)S$ (Summe der Massen, da der kleinere an dem größeren Körper haften bleibt) ergibt sich die Zeitdauer für eine halbe Umdrehung zu:

$$P_{1/2, \text{mak}} = \frac{2\pi(M + m)S}{5mv} = \frac{2\pi(s^3 + S^3)S}{5s^3v} \quad (7.10)$$

Im letzten Rechenschritt wurde die Annahme gemacht, daß die Körper die gleiche Dichte haben. Wir setzen nun für die Geschwindigkeit des Impaktors v die in Abschn. 6.4 ermittelte maximale Radialgeschwindigkeit $v_{\text{max}}(s)$ ein. Abb. 7.5 zeigt das Ergebnis als Funktion des Radius des Impaktors s , wobei der Radius des größeren Körpers $S = 10$ cm gewählt wurde. Das System ist HR 4796A.

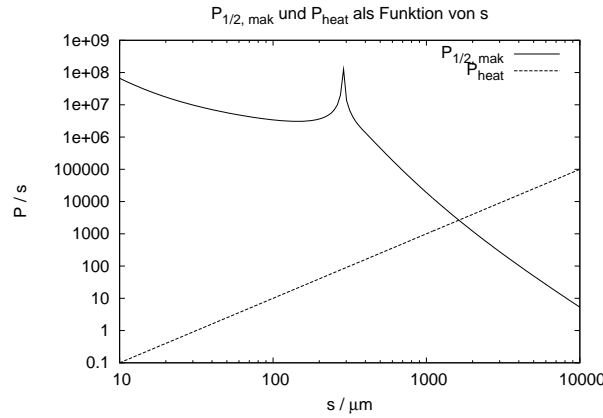


Abbildung 7.5: Zeitskalen der makroskopischen (durch Impakte hervorgerufenen) Rotation und der Wärmeleitung als Funktionen des Radius s des auftreffenden Körpers. Der Radius des getroffenen beträgt $S = 10$ cm. Ab $s \sim 2$ mm wird makroskopische Rotation schneller als die Wärmeleitung. System: HR 4796A

Man sieht, daß sobald die Größe des Impaktors einige Millimeter erreicht, die impakterzeugte Rotation so schnell wird, daß sich kein stabiler Temperaturgradient mehr ausbilden kann. Die photophoretische Kraft geht dann gegen Null.

Die durch Kollisionen hervorgerufene Eigenrotation kann also durchaus schnell genug sein, um die Photophorese zum Erliegen zu bringen. Allerdings haben wir hier nur ein sehr einfaches Modell betrachtet (Impaktor trifft immer tangential auf, Stoß erfolgt vollkommen unelastisch). Eine genauere Untersuchung müßte die statistischen Verteilungen von Stoßenergien, -häufigkeiten und -richtungen betrachten.

7.5.4 Weitere mögliche Verallgemeinerungen

Weiterhin wäre es denkbar, die nichtlaminare (turbulente) Dynamik des Nebels miteinzubeziehen, oder die Auswirkungen der zeitlichen Abnahme der Gasdichte während der *Clearing Stage* zu untersuchen. Letztere würde die photophoretische Kraft allmählich absinken lassen (siehe Abschn. 7.3.1 oben). Die Analyse der Dynamik turbulenter Strömungen ist äußerst kompliziert, weswegen auf diesem Gebiet noch viele offene Fragen existieren.

7.6 Schlußbemerkung

Die Photophorese ist schon seit recht langer Zeit bekannt. Ihre Entdeckung wird Felix Ehrenhaft zugeschrieben (1917, siehe [16]), obwohl sie schon von Augustin Jean Fresnel beobachtet wurde. Nichtsdestotrotz war sie zunächst eine der Astrophysik unbekannte Kraft - sie wurde in Bezug auf die Bewegung von Partikeln in der Erdatmosphäre untersucht (siehe Rohatschek [68]), und ihre technische Anwendung zur Manipulation von Staubpartikeln ([78]) oder Säuberung von Oberflächen ([61]) wurde vorgeschlagen. Auf astrophysikalische Probleme wurde sie jedoch nie angewendet.

Krauss und Wurm wiesen in ihrer Arbeit ([39]) als erste darauf hin, daß die Dynamik von zirkumstellarer Materie durch die photophoretische Kraft beeinflußt werden könnte. Wie in der vorliegenden Diplomarbeit gezeigt werden konnte, wird die Photophorese bei Meteoroiden in einem bestimmten, systemparameterabhängigen Größenintervall zur dominierenden Kraft. Sie verhindert, daß die Körper durch die Gasreibung in den Stern stürzen, und könnte somit dazu beitragen, einen kritischen Abschnitt der Planetenentstehung zu überbrücken.

Natürlich mußten, um die Aufgabe überschaubar zu halten, eine Menge starker Vereinfachungen gemacht werden - wir haben die Dynamik perfekt absorbierender Kugeln von konstanter Dichte und nicht die realer Staubkörner und Felsen untersucht. Es bleibt noch eine Menge zu tun, bis wirklich realistische Aussagen über das zeitliche Verhalten protoplanetarer Scheiben unter Einwirkung aller auf sie wirkenden Kräfte gemacht werden können. Wir haben eine kleine Wanderung im Wald der Astrophysik gemacht. Ob es eine Wanderung in die richtige Richtung war, wird sich letztlich nur durch Beobachtungen - und eventuell Laborexperimente - entscheiden lassen. Das Zitat von Carl Sagan wird plausibel:

There are many hypotheses in science which are wrong. That's perfectly all right; they're the aperture to finding out what's right. Science is a self-correcting process. To be accepted, new ideas must survive the most rigorous standards of evidence and scrutiny.



Literaturverzeichnis

- [1] D. R. Ardila, S. H. Lubow, D. A. Golimowski, J. E. Krist, M. Clampin, H. C. Ford, G. F. Hartig, G. D. Illingworth, F. Bartko, N. Benítez, J. P. Blakeslee, R. J. Bouwens, L. D. Bradley, T. J. Broadhurst, R. A. Brown, C. J. Burrows, E. S. Cheng, N. J. G. Cross, P. D. Feldman, M. Franx, T. Goto, C. Gronwall, B. Holden, N. Homeier, L. Infante, R. A. Kimble, M. P. Lesser, A. R. Martel, F. Menanteau, G. R. Meurer, G. K. Miley, M. Postman, M. Sirianni, W. B. Sparks, H. D. Tran, Z. I. Tsvetanov, R. L. White, W. Zheng, and A. W. Zirm. A Dynamical Simulation of the Debris Disk around HD 141569A. *Astrophysical Journal*, 627:986–1000, July 2005.
- [2] J. C. Augereau, A. M. Lagrange, D. Mouillet, J. C. B. Papaloizou, and P. A. Grorod. On the HR 4796 A circumstellar disk. *Astronomy and Astrophysics*, 348:557–569, August 1999.
- [3] J. C. Augereau and J. C. B. Papaloizou. Structuring the HD 141569 circumstellar dust disk. Impact of eccentric bound stellar companions. *Astronomy and Astrophysics*, 414:1153–1164, February 2004.
- [4] A. Battaglia. Growth and Sedimentation of Dust Grains in the Primitive Solar Nebula. *Ph.D. Thesis*, 1987.
- [5] S. V. W. Beckwith, A. I. Sargent, R. S. Chini, and R. Guesten. A survey for circumstellar disks around young stellar objects. *Astrophysical Journal*, 99:924–945, March 1990.
- [6] S. Beresnev, V. Chernyak, and G. Fomyagin. Photophoresis of a Spherical Particle in an Rarified Gas. *Phys. Fluids A*, August 1993.
- [7] H. Beust, R. Reche, and J.-C. Augereau. The Origin of the Spiral Structure in the HD 141569 Debris Disk: Flyby or Differential Precession? In *Protostars and Planets V*, pages 8092–+, 2005.
- [8] A. Boccaletti, J.-C. Augereau, F. Marchis, and J. Hahn. Ground-based Near-Infrared Imaging of the HD 141569 Circumstellar Disk. *Astrophysical Journal*, 585:494–501, March 2003.
- [9] I. Bonnell and P. Kroupa. Dynamical interactions in dense stellar clusters. In M. J. McCaughrean and A. Burkert, editors, *The Orion Complex Revisited*. Astron. Soc. of the Pacific Conf. Series, 1998.
- [10] J. Canto and A. C. Raga. Mixing layers in stellar outflows. *Astrophysical Journal*, 372:646–658, May 1991.
- [11] P. Cassen and A. Moosman. On the formation of protostellar disks. *Icarus*, 48:353–376, December 1981.
- [12] E. Churchwell, D. O. S. Wood, M. Felli, and M. Massi. Solar system-sized condensations in the Orion Nebula. *Astrophysical Journal*, 321:516–529, October 1987.
- [13] C. J. Clarke and J. E. Pringle. Accretion disc response to a stellar fly-by. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 261:190–202, March 1993.
- [14] A. Coradini, G. Magni, and C. Federico. Formation of planetesimals in an evolving protoplanetary disk. *Astronomy and Astrophysics*, 98:173–185, May 1981.

- [15] C. P. Dullemond and C. Dominik. Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains. *Astronomy and Astrophysics*, 434:971–986, May 2005.
- [16] F. Ehrenhaft. Towards a Physics of Millionths of Centimeters. *Phys. Z.*, 18:352–368, 1917.
- [17] B. G. Elmegreen. On the interaction between a strong stellar wind and a surrounding disk nebula. *Moon and Planets*, 19:261–277, October 1978.
- [18] P. Goldreich and D. Lynden-Bell. Gravitational instability of uniformly rotating disks. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 130:97–124, 1965.
- [19] P. Goldreich and D. Lynden-Bell. Spiral arms as sheared gravitational instabilities. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 130:125–158, 1965.
- [20] P. Goldreich and W. R. Ward. The Formation of Planetesimals. *Astrophysical Journal*, 183:1051–1062, August 1973.
- [21] W. M. Greene, R. E. Spjut, E. Bar-Ziv, A. F. Sarofim, and J. P. Longwell. Photophoresis of irradiated spheres: absorption centers. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 2:998–1004, June 1985.
- [22] S. M. Hall, C. J. Clarke, and J. E. Pringle. Energetics of star-disc encounters in the non-linear regime. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 278:303–320, January 1996.
- [23] L. Hartmann, N. Calvet, E. Gullbring, and P. D’Alessio. Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. *Astrophysical Journal*, 495:385–+, March 1998.
- [24] C. Hayashi. Origin of the Solar System. In *Report of 5th Lunar Planet. Symp.*, pages 13–18. ISAS, 1972.
- [25] C. Hayashi. The gravitational instability of a rotating disk of two-component fluid. *Unpublished*, 1977.
- [26] C. Hayashi, K. Nakazawa, and Y. Nakagawa. Formation of the solar system. In D. C. Black and M. S. Matthews, editors, *Protostars and Planets II*, pages 1100–1153, 1985.
- [27] C. H. Heller. Encounters with Protostellar Disks. II. Disruption and Binary Formation. *Astrophysical Journal*, 455:252–+, December 1995.
- [28] W. J. Henney and S. J. Arthur. Modeling the Brightness Profiles of the Orion Proplyds. *Astrophysical Journal*, 116:322–335, July 1998.
- [29] D. Hollenbach, D. Johnstone, S. Lizano, and F. Shu. Photoevaporation of disks around massive stars and application to ultracompact H II regions. *Astrophysical Journal*, 428:654–669, June 1994.
- [30] D. J. Hollenbach, H. W. Yorke, and D. Johnstone. Disk dispersal around young stars. In V. Mannings, A. Boss, and S. Russell, editors, *Protostars and Planets IV*, pages 401–428. University of Arizona Press, 2000.
- [31] T. L. Huard. Evidence for the Growth of Dust Grains around Protostars. *Ph.D. Thesis*, December 2000.
- [32] R. Jayawardhana, S. Fisher, L. Hartmann, C. Telesco, R. Pina, and G. Fazio. A Dust Disk Surrounding the Young A Star HR 4796A. *Astrophysical Journal*, 503:L79+, August 1998.
- [33] J. H. Jeans. The configurations of rotating liquid masses. *Astronomy and Cosmogony*, 1929.
- [34] D. Johnstone, D. Hollenbach, and J. Bally. Photoevaporation of Disks and Clumps by Nearby Massive Stars: Application to Disk Destruction in the Orion Nebula. *Astrophysical Journal*, 499:758–+, May 1998.

- [35] M. Jura, B. Zuckerman, E. E. Becklin, and R. C. Smith. Constraints on the Evolution of Remnant Protostellar Dust Debris around HR 4796. *Astrophysical Journal*, 418:L37+, November 1993.
- [36] M. Kerker and D. D. Cooke. Photophoretic Force on Aerosol Particles in the Free-Molecule Regime. *J. Opt. Soc. Am.*, 72:1267, 1982.
- [37] D. W. Koerner, M. E. Ressler, M. W. Werner, and D. E. Backman. Mid-Infrared Imaging of a Circumstellar Disk around HR 4796: Mapping the Debris of Planetary Formation. *Astrophysical Journal*, 503:L83+, August 1998.
- [38] A. Königl. Disk-Driven Hydromagnetic Winds in Young Stellar Objects. In S. Lizano and J. M. Torrelles, editors, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 275–+, April 1995.
- [39] O. Krauss and G. Wurm. Photophoresis and the Pile-up of Dust in Young Circumstellar Disks. *Astrophysical Journal*, 630:1088–1092, September 2005.
- [40] A. V. Krivov, T. Löhne, and M. Sremčević. Dust distributions in debris disks: effects of gravity, radiation pressure and collisions. *Astronomy and Astrophysics*, 455:509–519, August 2006.
- [41] A. V. Krivov, I. Mann, and N. A. Krivova. Size distributions of dust in circumstellar debris discs. *Astronomy and Astrophysics*, 362:1127–1137, October 2000.
- [42] S. Kwok. Radiation pressure on grains as a mechanism for mass loss in red giants. *Astrophysical Journal*, 198:583–591, June 1975.
- [43] E. A. Lada. Global star formation in the L1630 molecular cloud. *Astrophysical Journal*, 393:L25–L28, July 1992.
- [44] E. A. Lada, N. J. Evans, II, D. L. Depoy, and I. Gatley. A 2.2 micron survey in the L1630 molecular cloud. *Astrophysical Journal*, 371:171–182, April 1991.
- [45] J. D. Larwood. The tidal disruption of protoplanetary accretion discs. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 290:490–504, September 1997.
- [46] D. N. C. Lin and P. Bodenheimer. On the evolution of convective accretion disk models of the primordial solar nebula. *Astrophysical Journal*, 262:768–779, November 1982.
- [47] D. N. C. Lin and J. Papaloizou. On the structure and evolution of the primordial solar nebula. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 191:37–48, April 1980.
- [48] J. J. Lissauer. Timescales for planetary accretion and the structure of the protoplanetary disk. *Icarus*, 69:249–265, February 1987.
- [49] J. J. Lissauer. Planet formation. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 31:129–174, 1993.
- [50] J. J. Lissauer and I. de Pater. *Planetary Sciences*. Cambridge University Press, 2001.
- [51] D. W. Mackowski. Photophoresis on Aerosol Particles in the Free Molecular and Slip-Flow Regimes. *Int J. Heat Mass Transfer*, 32:843, 1989.
- [52] H. Mizuno. Grain growth in the turbulent accretion disk solar nebula. *Icarus*, 80:189–201, July 1989.
- [53] H. Mizuno, W. J. Markiewicz, and H. J. Voelk. Grain growth in turbulent protoplanetary accretion disks. *Astronomy and Astrophysics*, 195:183–192, April 1988.
- [54] G. E. Morfill. Some cosmochemical consequences of a turbulent protoplanetary cloud. *Icarus*, 53:41–54, January 1983.
- [55] G. E. Morfill. Protoplanetary accretion disks with coagulation and evaporation. *Icarus*, 75:371–379, August 1988.

- [56] C. D. Murray and S. F. Dermott. *Solar System Dynamics*. Cambridge University Press, 1999.
- [57] Y. Nakagawa, C. Hayashi, and K. Nakazawa. Accumulation of planetesimals in the solar nebula. *Icarus*, 54:361–376, June 1983.
- [58] Y. Nakagawa, K. Nakazawa, and C. Hayashi. Growth and sedimentation of dust grains in the primordial solar nebula. *Icarus*, 45:517–528, March 1981.
- [59] R. Ouyed and R. E. Pudritz. Numerical Simulations of Astrophysical Jets from Keplerian Disks. I. Stationary Models. *Astrophysical Journal*, 482:712–+, June 1997.
- [60] R. Ouyed and R. E. Pudritz. Numerical Simulations of Astrophysical Jets from Keplerian Disks. II. Episodic Outflows. *Astrophysical Journal*, 484:794–+, July 1997.
- [61] T. X. Phuoc. *Opt. Commun.*, 245:27–+, 2005.
- [62] O. Preining. Photophoresis. *Aerosol Science*, page 111, 1966.
- [63] J. E. Pringle and M. J. Rees. Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources. *Astronomy and Astrophysics*, 21:1–9, October 1972.
- [64] L. D. Reed. Low Knudsen Number Photophoresis. *J. of Aerosol Science*, 8:123, 1977.
- [65] S. Richling and H. W. Yorke. Photoevaporation of protostellar disks. II. The importance of UV dust properties and ionizing flux. *Astronomy and Astrophysics*, 327:317–324, November 1997.
- [66] S. Richling and H. W. Yorke. Photoevaporation of protostellar disks. IV. Externally illuminated disks. *Astronomy and Astrophysics*, 340:508–520, December 1998.
- [67] S. Richling and H. W. Yorke. Photoevaporation of protostellar disks. V. Circumstellar Disks under the influence of both EUV and FUV. *Astronomy and Astrophysics- submitted*, 1999.
- [68] H. Rohatschek. Levitation of stratospheric and mesospheric aerosols by gravito-photophoresis. *Journal of Aerosol Science*, 27:467–475, April 1996.
- [69] S. P. Ruden and D. N. C. Lin. The global evolution of the primordial solar nebula. *Astrophysical Journal*, 308:883–901, September 1986.
- [70] V. S. Safronov. Evolution of the protoplanetary cloud and formation and formation of the earth and planets. *NASA TTF*, 677, 1972.
- [71] G. Schneider, B. A. Smith, E. E. Becklin, D. W. Koerner, R. Meier, D. C. Hines, P. J. Lowrance, R. J. Terrile, R. I. Thompson, and M. Rieke. NICMOS Imaging of the HR 4796A Circumstellar Disk. *Astrophysical Journal*, 513:L127–L130, March 1999.
- [72] M. Sekiya. Gravitational instabilities in a dust-gas layer and formation of planetesimals in the solar nebula. *Progress of Theoretical Physics*, 69:1116–1130, April 1983.
- [73] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, 24:337–355, 1973.
- [74] F. H. Shu, D. Johnstone, and D. Hollenbach. Photoevaporation of the solar nebula and the formation of the giant planets. *Icarus*, 106:92–+, November 1993.
- [75] F. H. Shu, S. Lizano, S. P. Ruden, and J. Najita. Mass loss from rapidly rotating magnetic protostars. *Astrophysical Journal*, 328:L19–L23, May 1988.
- [76] F. Spahn, N. Albers, and M. Sremcevic. Kinetic description of coagulation and fragmentation in mesoscopic particle ensembles. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 965–+, May 2003.
- [77] J. R. Stauffer, L. W. Hartmann, and D. Barrado y Navascues. An Age Estimate for the beta Pictoris Analog HR 4796A. *Astrophysical Journal*, 454:910–+, December 1995.

- [78] J. Steinbach, J. Blum, and M. Krause. *European J. Phys. E*, 15:287–+, 2004.
- [79] H. Störzner and D. Hollenbach. Photodissociation Region Models of Photoevaporating Circumstellar Disks and Application to the Proplyds in Orion. *Astrophysical Journal*, 515:669–684, April 1999.
- [80] T. Takeuchi and P. Artymowicz. Dust Migration and Morphology in Optically Thin Circumstellar Gas Disks. *Astrophysical Journal*, 557:990–1006, August 2001.
- [81] C. M. Telesco, R. S. Fisher, R. K. Piña, R. F. Knacke, S. F. Dermott, M. C. Wyatt, K. Grogan, E. K. Holmes, A. M. Ghez, L. Prato, L. W. Hartmann, and R. Jayawardhana. Deep 10 and 18 Micron Imaging of the HR 4796A Circumstellar Disk: Transient Dust Particles and Tentative Evidence for a Brightness Asymmetry. *Astrophysical Journal*, 530:329–341, February 2000.
- [82] D. Ter Haar. Further Studies on the Origin of the Solar System. *Astrophysical Journal*, 111:179–+, January 1950.
- [83] A. Toomre. On the gravitational stability of a disk of stars. *Astrophysical Journal*, 139:1217–1238, May 1964.
- [84] A. Unsöld and B. Baschek. *Der neue Kosmos*. Springer-Verlag, 1999.
- [85] D. van Buren. The initial mass function and global rates of mass, momentum, and energy input to the interstellar medium via stellar winds. *Astrophysical Journal*, 294:567–577, July 1985.
- [86] S. J. Weidenschilling. Dust to planetesimals - Settling and coagulation in the solar nebula. *Icarus*, 44:172–189, October 1980.
- [87] S. J. Weidenschilling. Evolution of grains in a turbulent solar nebula. *Icarus*, 60:553–567, December 1984.
- [88] S. J. Weidenschilling. Comparisons of solar nebula models. In J. A. Nuth and P. Sylvester, editors, *Origins of Solar Systems*, pages 31–37, 1988.
- [89] S. J. Weidenschilling and J. N. Cuzzi. Formation of planetesimals in the solar nebula. In E. H. Levy and J. I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, pages 1031–1060, 1993.
- [90] A. J. Weinberger, R. M. Rich, E. E. Becklin, B. Zuckerman, and K. Matthews. Stellar Companions and the Age of HD 141569 and Its Circumstellar Disk. *Astrophysical Journal*, 544:937–943, December 2000.
- [91] B. Wieneke and D. D. Clayton. Aggregation of grains in a turbulent pre-solar disk. In E. A. King, editor, *Chondrules and their Origins*, pages 284–295, 1983.
- [92] M. C. Wyatt, S. F. Dermott, and C. M. Telesco. Pericenter Glow: A Signature of Hidden Planets in HR 4796? (Contributed Talk). In G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, and T. J. Mahoney, editors, *ASP Conf. Ser. 219: Disks, Planetesimals, and Planets*, pages 289–+, 2000.
- [93] H. W. Yorke and A. Welz. In J. Franco, F. Ferrini, and G. Tenorio-Tagle, editors, *Star Formation, Galaxies and the Interstellar Medium*, pages 239–244. Cambridge University Press, 1993.
- [94] H. W. Yorke and A. Welz. In J. Franco, S. Lizano, L. Aguilar, and E. Daltabuit, editors, *Numerical Simulations in Astrophysics*, pages 318–326. Cambridge University Press, 1994.
- [95] H. W. Yorke and A. Welz. Photoevaporation of protostellar disks. I. The evolution of disks around early B stars. *Astronomy and Astrophysics*, 315:555–564, November 1996.
- [96] A. N. Youdin. Obstacles to the Collisional Growth of Planetesimals. In D. Johnstone, F. C. Adams, D. N. C. Lin, D. A. Neufeld, and E. C. Ostriker, editors, *ASP Conf. Ser. 323: Star Formation in the Interstellar Medium: In Honor of David Hollenbach*, pages 319–+, June 2004.
- [97] B. Zuckerman and P. Murdin. Dusty Circumstellar Disks. *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, October 2001.